

Série A , N° 2464

N° d'Ordre : 3336

# THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ANDRÉ **LAGARRIGUE**

INGÉNIEUR MILITAIRE  
DES FABRICATIONS D'ARMEMENT

LABORATOIRE DE PHYSIQUE  
ÉCOLE POLYTECHNIQUE  
PARIS

**1<sup>re</sup> THÈSE :** *Etude expérimentale du spectre d'énergie des électrons de désintégration des mésons  $\mu$  positifs et négatifs . Capture des mésons  $\mu$  négatifs dans les noyaux lourds .*

**2<sup>ème</sup> THÈSE :** *Propositions données par la Faculté .*

Soutenues le 19 MARS 1952 devant la Commission d'examen .

M . L . de BROGLIE

Président

M<sup>me</sup> JOLIOT - CURIE

M . F . PERRIN

M . L . LEPRINCE - RINGUET

} Examinateurs

1952



Série A , N° 2464  
N° d'Ordre : 3336

# THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ANDRÉ **LAGARRIGUE**

INGÉNIEUR MILITAIRE  
DES FABRICATIONS D'ARMEMENT

LABORATOIRE DE PHYSIQUE  
ÉCOLE POLYTECHNIQUE  
PARIS

---

**1<sup>ère</sup> THÈSE :** *Etude expérimentale du spectre d'énergie des électrons de désintégration des mésons  $\mu$  positifs et négatifs . Capture des mésons  $\mu$  négatifs dans les noyaux lourds .*

**2<sup>ème</sup> THÈSE :** *Propositions données par la Faculté .*

Soutenues le 19 MARS 1952 devant la Commission d'examen .

M. L. de BROGLIE

Président

M<sup>me</sup> JOLIOT - CURIE

M. F. PERRIN

M. L. LEPRINCE - RINGUET

} Examineurs

THESES

ANNOE 1878  
N. 100

THESE

A LA FACULTE DES SCIENCES  
DE L'UNIVERSITE DE PARIS

ANNOE 1878

LE GRAD DE DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

1878

ARRIVEE



ANNOE

THESE

LE GRAD DE DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

1878

THESE

THESE : Sous le patronage de la Faculté des Sciences de l'Université de Paris, le candidat a soutenu sa thèse le 10 mai 1878.

THESE : Proposition de thèse pour le grade de docteur en sciences physiques.

Le candidat a été reçu par la Faculté des Sciences de l'Université de Paris.

Président

M. le Docteur

M. le Docteur

Le Docteur

M. le Docteur

M. le Docteur

THESE

# FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

*Doyen* . . . . . M. A. CHATELET.

## PROFESSEURS

|                              |   |                                                   |                                    |   |                                             |
|------------------------------|---|---------------------------------------------------|------------------------------------|---|---------------------------------------------|
| G. JULIA . . . . .           | T | Analyse supérieure et Algèbre supérieure.         | COULOMB . . . . .                  | T | Physique du Globe. . . . .                  |
| A. DENJOY . . . . .          | T | Théorie des Fonctions.                            | M <sup>re</sup> Cousin . . . . .   | T | Biologie animale (P.C.B.).                  |
| L. LUTAUD . . . . .          | T | Géographie physique et Géologie dynamique.        | CHRETIEN . . . . .                 | T | Chimie minérale                             |
| E. DARMOIS . . . . .         | T | Enseignement de Physique.                         | P. DRACH . . . . .                 | T | Zoologie.                                   |
| Robert LÉVY . . . . .        | T | Physiologie comparée . . . . .                    | KASTLER . . . . .                  | T | Physique.                                   |
| M <sup>re</sup> RAMANT-LUCAS | T | Chimie organique . . . . .                        | CHATELET . . . . .                 | T | Arithmétique et théorie des nombres.        |
| FOCH . . . . .               | T | Mécanique physique et expérimentale.              | EPHRUSSI . . . . .                 | T | Génétique.                                  |
| PAUTHENIER . . . . .         | T | Electrotechnique générale.                        | WURMSER . . . . .                  | T | Biologie physico-chimique.                  |
| De BROGLIE . . . . .         | T | Théories physiques.                               | BAUER . . . . .                    | T | Chimie - Physique.                          |
| JOB . . . . .                | T | Chimie générale . . . . .                         | RIVIERE . . . . .                  |   | Géologie (P.C.B.)                           |
| PRENANT . . . . .            | T | Anatomie et Histologie comparées.                 | GAUTHERET . . . . .                | T | Biologie Végétale (P.C.B.)                  |
| COMBES . . . . .             | T | Physiologie végétale.                             | LUCAS . . . . .                    |   | Physique                                    |
| GARNIER . . . . .            | T | Géométrie supérieure.                             | A. THOMAS . . . . .                | T | Evolution des êtres organisés.              |
| PERÈS . . . . .              | T | Mécanique des fluides et applications.            | ARNULF . . . . .                   |   | Optique appliquée.                          |
| LAUGIER . . . . .            | T | Physiologie générale . . . . .                    | MAX MORAND . . . . .               |   | Physique                                    |
| TOUSSAINT . . . . .          | T | Technique Aéronautique.                           | SOLEILLET . . . . .                |   | Physique                                    |
| M. CURIE . . . . .           | T | Physique (P. C. B.).                              | FORTIER . . . . .                  | T | Mécanique expérimentale des fluides.        |
| G. RIBAUD . . . . .          | T | Hautes températures.                              | DANJON . . . . .                   | T | Astronomie.                                 |
| CHAZY . . . . .              | T | Mécanique analytique et Mécanique céleste.        | FROMAGEOT . . . . .                | T | Chimie Biologique                           |
| CROZE . . . . .              | T | Physique théorique et physique céleste.           | LAPORTE . . . . .                  | T | Physique générale et Radio-activité.        |
| DUPONT . . . . .             | T | Théories chimiques.                               | JANET . . . . .                    |   | Mathématiques générales.                    |
| VALIRON . . . . .            | T | Calcul différentiel et Calcul intégral.           | PETIT . . . . .                    | T | Biologie maritime.                          |
| BARRABE . . . . .            | T | Géologie structurale et géologie appliquée.       | QUENEY . . . . .                   | T | Météorologie et dynamique atmosphérique.    |
| VAYON . . . . .              | T | Analyse et mesures chimiques.                     | GALLIEN . . . . .                  |   | Biologie animale (P.C.B.)                   |
| G. DARMOIS . . . . .         | T | Calcul des probabilités et Physique mathématique. | EICHHORN . . . . .                 |   | Biologie végétale (P.C.B.).                 |
| Jacques BOURCART             | T | Géographie physique et Géologie dynamique.        | DE CUONAC . . . . .                |   | Biologie végétale (P.C.B.)                  |
| AUBEL . . . . .              | T | Chimie biologique.                                | M <sup>re</sup> CAUCHOIS . . . . . | T | Chimie-Physique.                            |
| M <sup>re</sup> JOLIO-CURIE  | T | Physique générale et Radioactivité.               | THELLIER . . . . .                 |   | Physique du Globe.                          |
| PLANTEFOL . . . . .          | T | Botanique.                                        | AUDUBERT . . . . .                 |   | Electrochimie.                              |
| CABANNES . . . . .           | T | Recherches physiques.                             | L'HERITIER . . . . .               |   | Génétique.                                  |
| GRASSE . . . . .             | T | Evolution des êtres organisés.                    | GRIVET . . . . .                   | T | Radio Electricité.                          |
| PRÉVOST . . . . .            | T | Chimie organique.                                 | PONCIN . . . . .                   |   | Mécanique des fluides.                      |
| BOULIGAND . . . . .          | T | Application de l'analyse à la Géométrie           | THIRY . . . . .                    | T | Mécanique appliquée.                        |
| CHAUDRON . . . . .           | T | Chimie appliquée.                                 | DUBREIL . . . . .                  |   | Mathématiques générales.                    |
| WYART . . . . .              | T | Minéralogie.                                      | QUELÈT . . . . .                   |   | Chimie (P. C. B.).                          |
| TEISSIER . . . . .           | T | Zoologie.                                         | CAGNIARD . . . . .                 |   | Géophysique appliquée.                      |
| MANGENOT . . . . .           | T | Biologie végétale.                                | CHAMPETIER . . . . .               |   | Chimie appliquée.                           |
| P. AUGER . . . . .           | T | Physique quantique et relativité.                 | CUVILLIER . . . . .                |   | Géologie structurale et Géologie appliquée. |
| MONNIER . . . . .            |   | Physiologie générale.                             | JUNG . . . . .                     |   | Pétrographie.                               |
| PIVETEAU . . . . .           | T | Géologie                                          | TRILLAT . . . . .                  |   | Physique (P. C. B.).                        |
| ROCARD . . . . .             | T | Physique.                                         | WIEMANN . . . . .                  |   | Chimie (P. C. B.)                           |
| H. CARTAN . . . . .          | T | Mathématiques (E. N. Supérieure)                  | LICHNEROWICZ . . . . .             |   | Mathématiques générales.                    |
| SCHAEFFER . . . . .          | T | Physiologie des fonctions.                        | JACQUINOT . . . . .                |   | Physique (P.C.B.)                           |
| LAFFITTE . . . . .           | T | Chimie générale.                                  | VASSY . . . . .                    |   | Physique de l'atmosphère                    |
| FAVARD . . . . .             | T | Mécanique générale                                | DESTOUCHES . . . . .               |   | Théories physiques                          |
|                              |   |                                                   | M. PRUVOST . . . . .               | T | Géologie.                                   |
|                              |   |                                                   | AMIEL . . . . .                    |   | Chimie (P.C.B.).                            |
|                              |   |                                                   | HOCART . . . . .                   |   | Minéralogie                                 |
|                              |   |                                                   | MACHEBŒUF . . . . .                |   | Microbiologie                               |
|                              |   |                                                   | J.-P. MATHIEU . . . . .            |   | Physique (P.C.B.)                           |
|                              |   |                                                   | COUTEAUX . . . . .                 |   | Biologie animale (P.C.B.)                   |
|                              |   |                                                   | MAY . . . . .                      |   | Biologie animale (P.C.B.)                   |

*Secrétaire* . . . . . CH. MONIER



## INTRODUCTION

La nature du méson  $\mu$  est maintenant bien connue. On sait qu'il apparaît dans la désintégration du méson  $\pi$  et qu'il a une faible interaction nucléaire. Plusieurs expériences conduisent à lui attribuer un spin demi-entier. On connaît sa masse et sa vie moyenne depuis plusieurs années. L'étude de sa désintégration a montré qu'elle pouvait se représenter par le schéma suivant

$$\mu^{\pm} \longrightarrow e^{\pm} + \nu + \bar{\nu}$$

qui indique que les produits de la désintégration sont un électron et 2 neutrinos. Cette désintégration en trois particules entraîne pour l'électron l'existence d'un spectre d'énergie continue.

La forme de ce spectre est encore mal connue et le but principal de ce travail est une détermination plus précise de ce spectre.

Plusieurs études théoriques ont été faites sur ce spectre et il est intéressant de comparer les résultats expérimentaux aux prévisions théoriques.

La désintégration du méson  $\mu$  a été rapprochée de la désintégration  $\beta$  où apparaît aussi le couple électron-neutrino. De même la réaction de capture des mésons  $\mu$  négatifs par les noyaux lourds peut être considérée comme un phénomène analogue.

Un résultat expérimental, de la plus haute importance, serait de montrer qu'une même interaction est responsable de ces 3 phénomènes, comme plusieurs physiciens l'ont suggéré. La connaissance précise du spectre d'énergie de l'électron du méson  $\mu$  peut contribuer à une telle démonstration.

La première partie de notre travail est consacrée à la description du dispositif expérimental utilisé pour cette étude.

Dans la deuxième partie, nous décrivons la détermination expérimentale du spectre d'énergie de l'électron du méson  $\mu$ . Les résultats expérimentaux sont comparés aux prévisions théoriques et le spectre théorique, le mieux adapté aux résultats expérimentaux, est déterminé en fonction des mesures d'énergie effectuées sur les électrons. Nous indiquons ensuite comment ces résultats peuvent être utilisés pour la comparaison avec la radioactivité  $\beta$ . Enfin, nous étudions séparément les spectres des électrons positifs et négatifs.

La troisième partie, très courte, traite de l'application de notre dispositif expérimental à l'étude de la capture des mésons  $\mu$  négatifs dans le cuivre et dans l'étain.

INTRODUCTION

Digitized by the Internet Archive  
in 2026

[https://archive.org/details/IA41552216\\_0034](https://archive.org/details/IA41552216_0034)

## PREMIERE PARTIE

# ETUDE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISE POUR OBTENIR DES MESONS $\mu$ DES DEUX SIGNES ARRETES DANS UN ABSORBANT

## Chapitre I

### METHODES

Le problème de la détermination expérimentale du spectre d'énergie des électrons de désintégration du méson  $\mu$  se pose de la façon suivante : le méson  $\mu$  est une particule de vie moyenne relativement longue  $2,15 \cdot 10^{-6}$  sec.; il est facile de voir que la probabilité pour qu'un méson  $\mu$  se désintègre pendant la traversée d'un appareil détecteur quelconque, (chambre de Wilson par exemple) est extrêmement faible. Il est donc indispensable d'arrêter le méson  $\mu$  dans un absorbant pour qu'il se désintègre dans les limites de l'appareil détecteur. D'autre part, l'impossibilité d'obtenir jusqu'à maintenant des faisceaux de mésons  $\mu$  monocinétiques, conduit à effectuer un grand nombre de mesures individuelles.

Tout appareil destiné à étudier le spectre d'énergie de l'électron de désintégration se compose donc de deux parties : un dispositif destiné à arrêter des mésons  $\mu$  dans un certain absorbant et un appareil dont le rôle est de mesurer l'énergie de l'électron émis.

Nous allons passer en revue les différentes méthodes utilisées dans ce but et nous indiquerons les motifs qui nous ont conduits à adopter la méthode de la chambre de Wilson.

### Mésons artificiels

Les mésons  $\mu$  peuvent être pris à 2 sources différentes, le rayonnement cosmique ou les grands accélérateurs, producteurs de mésons artificiels.

Cette dernière source présente l'avantage incontestable de fournir des mésons  $\mu$  en grande abondance.

Dans l'état actuel de la technique elle présente cependant l'inconvénient de ne donner pratiquement que des mésons  $\mu$  positifs. En effet, les mésons produits directement par chocs de nucléons ou particules alpha sur une cible sont des mésons  $\pi$  des deux signes. Leur énergie est assez faible et ils sont rapidement absorbés par la matière. Malgré leur vie moyenne courte, la très grosse majorité de ceux-ci est arrêtée avant leur désintégration en mésons  $\mu$ . Dès lors, les mésons  $\pi$  négatifs sont captés par les noyaux et seuls les positifs se désintègrent en mésons positifs  $\mu$ .

Seul le spectre des électrons des mésons  $\mu$  positifs peut donc être étudié avec les accélérateurs. Le problème de l'obtention de mésons  $\mu$  négatifs n'est cependant pas

impossible à résoudre a priori. Il suffit en effet, théoriquement, de faire parcourir aux mésons  $\pi$  négatifs un espace assez grand dans une matière peu dense avant qu'ils ne soient arrêtés; les mésons  $\pi$  négatifs ont alors une probabilité non négligeable de se désintégrer en vol. Mais un tel dispositif ne doit permettre d'obtenir qu'un faible nombre de mésons  $\mu$  négatifs et il n'est pas impossible que la proportion de mésons  $\mu$  négatifs ainsi produits dans le flot de particules qui les accompagne soit trop faible pour qu'une étude du spectre de désintégration soit possible.

La méthode reste cependant souveraine pour les mésons  $\mu$  positifs et plusieurs expériences sont en cours aux Etats-Unis (1) (2) pour obtenir le spectre des positifs avec précision.

### Mésons $\mu$ du rayonnement cosmique

Le rayonnement cosmique fournit des mésons  $\mu$  des 2 signes, mais avec une cadence infiniment plus faible que les accélérateurs de particules. Ce qui est beaucoup plus gênant, c'est qu'ils arrivent avec des énergies qui s'étalent dans un domaine très vaste. Puisqu'il est nécessaire d'arrêter les mésons  $\mu$  dans un absorbant, on voit qu'on ne pourra utiliser qu'une faible partie de la composante mésonique, celle qui aura une énergie correspondant à l'épaisseur de l'absorbant d'arrêt des mésons  $\mu$ . La caractéristique essentielle de toute méthode utilisant les mésons  $\mu$  du rayonnement cosmique est donc la rareté du phénomène à étudier, c'est-à-dire : un méson  $\mu$  s'arrêtant dans l'absorbant avec un électron de désintégration se présentant sous une forme telle que son énergie puisse être mesurée.

Plusieurs méthodes sont possibles et ont été utilisées.

#### 1°) - Par plaque photographique nucléaire.

Le schéma expérimental est extrêmement simple. Un méson  $\mu$  s'arrête dans la gélatine de la plaque photographique et émet son électron de désintégration, sauf s'il s'agit d'un méson  $\mu$  négatif arrêté au voisinage d'un noyau de brome ou d'argent où la probabilité de capture est très grande. Si l'électron est émis dans un plan suffisamment voisin de celui de l'émulsion, la trajectoire visible de l'électron dans la plaque est suffisamment longue, pour qu'une mesure de l'énergie par "scattering" soit possible.

Cette méthode de mesure de l'énergie est très délicate et sa précision est assez limitée ( $\pm 10\%$  environ). Elle a permis cependant d'obtenir des résultats intéressants que nous discuterons plus loin et elle continue à être appliquée dans différents laboratoires à la fois pour déterminer le spectre d'énergie et pour vérifier les différentes méthodes de mesure par "scattering", par comparaison.

Cette méthode ne permet pas cependant de distinguer entre mésons positifs et négatifs, ni de connaître pour les mésons  $\mu$  négatifs la nature de l'atome sur le niveau duquel s'est produite la désintégration.

\* Dans la suite de ce travail, nous employons le mot anglais "scattering" pour désigner la diffusion coulombienne des particules électrisées dans la matière.

## 2°) - Par compteurs et absorbants

Le principe est le suivant. Les mésons  $\mu$ , arrêtés dans un absorbant sont détectés par la méthode classique des coïncidences retardées, c'est-à-dire coïncidence entre l'impulsion dans un banc de compteur de l'électron de désintégration et celle du méson, retardée d'une micro-seconde environ. Cette méthode de détection du méson  $\mu$  permet d'avoir des cadences de l'ordre de quelques mésons par jour; elle est très sélective et le fond de fausses coïncidences peut être rendu suffisamment faible.

On ne mesure pas directement l'énergie des électrons de désintégration, mais leur spectre d'absorption dans la matière au moyen d'un système d'écrans et de compteurs. Le spectre d'absorption est déduit de la proportion d'électrons qui émerge d'un absorbant d'épaisseur variable. La connaissance des lois de perte d'énergie des électrons dans la matière permet de remonter au spectre d'énergie à partir du spectre d'absorption.

Bien des facteurs limitent la précision, comme l'inclinaison des trajectoires des électrons par rapport à l'absorbant et, surtout, les grandes fluctuations de la perte d'énergie par "Bremstrahlung"\*\*\* qui ne peut être rendue complètement négligeable. Ce sont cependant des expériences de ce type qui ont montré pour la première fois l'existence d'un spectre d'énergie pour l'électron de désintégration du méson  $\mu$  :

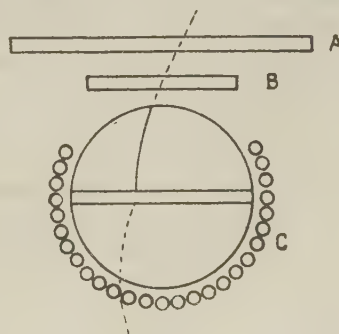
## 3°) - Par chambre de Wilson dans un champ magnétique

Dans cette méthode, la mesure de l'énergie de l'électron est très simple et relativement précise. Elle se fait par mesure de la courbure de la trajectoire de l'électron dans une chambre de Wilson. L'électron doit évidemment être émis dans un plan voisin de celui de la glace frontale de la chambre de Wilson, pour que la longueur de trajectoire visible soit suffisante pour la mesure de courbure. Cette condition diminue nettement la proportion d'électrons de désintégration utiles.

Les mésons sont arrêtés dans des écrans à l'intérieur de la chambre. Le problème de la sélection de tels mésons est plus délicat; elle peut se faire de deux façons:

a) en imposant à l'électron de passer à travers un banc de compteurs. On peut alors mettre en coïncidence l'impulsion de ce banc de compteurs avec l'impulsion, retardée d'une micro-seconde environ, donnée par un banc de compteurs déclenché par le méson ; (figure 1).

FIGURE 1 : L'impulsion des compteurs C est en coïncidence avec l'impulsion des compteurs A et B, retardée d'une micro-seconde.



\*\*\* Nous employons le mot allemand "Bremstrahlung" pour désigner la perte d'énergie par radiation électromagnétique lorsqu'une particule électrisée passe au voisinage d'un noyau.

Nous avons déjà indiqué que ce mode de détection était très sélectif. Cependant la nécessité d'imposer aux électrons de passer à travers le banc de compteurs  $C$ , peut modifier le spectre d'énergie des électrons; en effet, les électrons de grande énergie peuvent avoir une probabilité plus grande d'atteindre le banc de compteurs  $C$  que les électrons de faible énergie.

Enfin, tous les électrons émis moins d'une micro-seconde après l'arrivée du méson  $\mu$  sont éliminés.

b) On peut aussi détecter les mésons  $\mu$  arrêtés dans les écrans d'une chambre de Wilson en disposant sous la chambre un grand banc de compteurs en anti-coïncidence avec des bancs de compteurs placés au-dessus. Un tel dispositif donne en principe une impulsion de commande lorsqu'une particule s'est arrêtée dans les écrans ou les parois de la chambre de Wilson (figure 2).

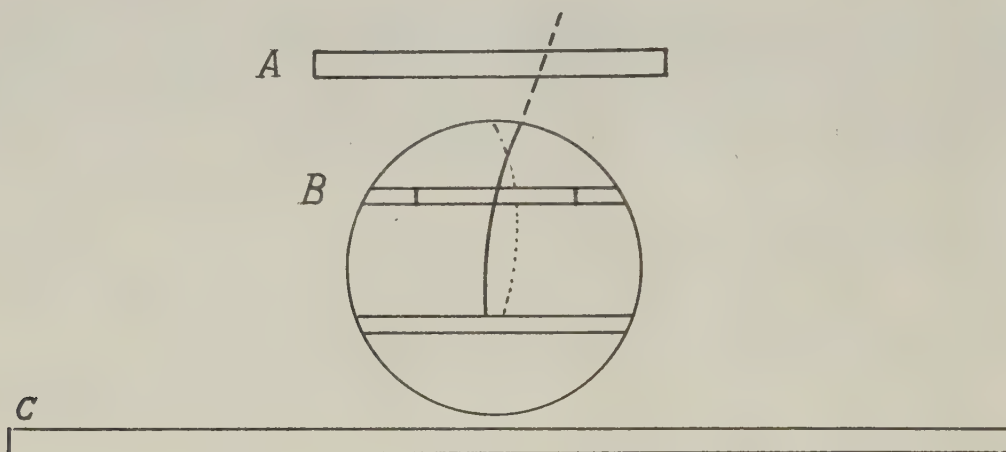


FIGURE 2 : L'impulsion des compteurs  $C$  est en anti-coïncidence avec l'impulsion des compteurs  $A$  et  $B$ .

Le principal inconvénient de ce système est que tout déclenchement est loin de correspondre à un méson  $\mu$  arrêté dans les écrans. C'est un inconvénient grave, parce que chaque déclenchement inutile fait perdre les 3 minutes nécessaires à la remise en marche de la chambre. Mais l'examen des bandes de photos permet de reconnaître sans difficulté les clichés de mésons  $\mu$  stoppés dans les écrans.

Par contre, ce système de détection présente les avantages suivants :

il permet de prendre une photo quels que soient les produits de la désintégration et l'intervalle de temps qui sépare l'arrivée du méson  $\mu$  de sa désintégration. Il nous a permis ainsi de photographier la désintégration en vol d'un méson  $\mu$  (planche 1).

il n'impose aucune condition de quelle nature qu'elle soit à l'électron de désintégration si ce n'est de ne pas traverser le banc de compteurs en anti-coïncidences, très rapidement après l'arrivée du méson. Cette restriction n'est pas importante, car on peut, ou bien ne s'intéresser qu'aux électrons émis vers le haut, ou bien protéger le banc d'anti-coïncidence par une épaisseur de plomb telle que les électrons de désintégration n'aient qu'une

probabilité négligeable de la traverser.

- il permet aussi de détecter à côté des mésons  $\mu$  toute autre particule du rayonnement cosmique accompagnant les mésons  $\mu$ . L'identification de la particule peut se faire en déduisant sa masse de la mesure de la quantité de mouvement et du parcours restant.
- enfin cette méthode permet l'étude du comportement des mésons  $\mu$  négatifs en fin de parcours dans les matériaux de masse atomique élevée, où la diminution de la vie moyenne apparente des mésons  $\mu$  négatifs rend très difficile tout système de déclenchement du type "à coïncidences retardées".

Cette méthode semble préférable aux autres. Elle a été utilisée avec succès par Leighton Anderson et Seriff, qui ont donné la première forme du spectre grâce à la mesure de l'énergie de 75 électrons de désintégration du méson  $\mu$  par ce procédé.

Nous avons utilisé le principe de cette méthode pour étudier le spectre de désintégration. Le dispositif expérimental est analogue à celui de Leighton; des précautions particulières ont été prises pour que le mode de déclenchement de la chambre ne déforme pas le spectre.

Le même dispositif expérimental a été utilisé, d'autre part, pour étudier la capture des mésons  $\mu$  négatifs en fin de parcours dans les noyaux de charge élevée, en comparant la probabilité d'émission d'un électron, lorsque des mésons  $\mu$  positifs et négatifs sont arrêtés dans du cuivre et dans de l'étain.



## Chapitre II

### SYSTEME DE DECLENCHEMENT

Le but de ce chapitre est la description du dispositif expérimental que nous avons utilisé. Que ce soit pour l'appliquer à la mesure du spectre d'énergie des électrons de désintégration du méson  $\mu$ , ou à la capture des mésons  $\mu$  négatifs dans les noyaux lourds, le problème se ramène à la sélection de mésons  $\mu$  arrêtés dans des écrans.

La principale difficulté de cette sélection est due à la rareté du phénomène (environ un par jour). Cet inconvénient nous a conduit à construire un ensemble d'appareils qui permettent la marche continue et automatique de la chambre de Wilson dans de bonnes conditions, et à étudier de près tous les facteurs susceptibles d'augmenter le rendement. Les différents facteurs dont dépend le nombre de clichés utiles par unité de temps seront analysés en détail.

#### Description générale

La figure 3 représente le schéma général du dispositif.

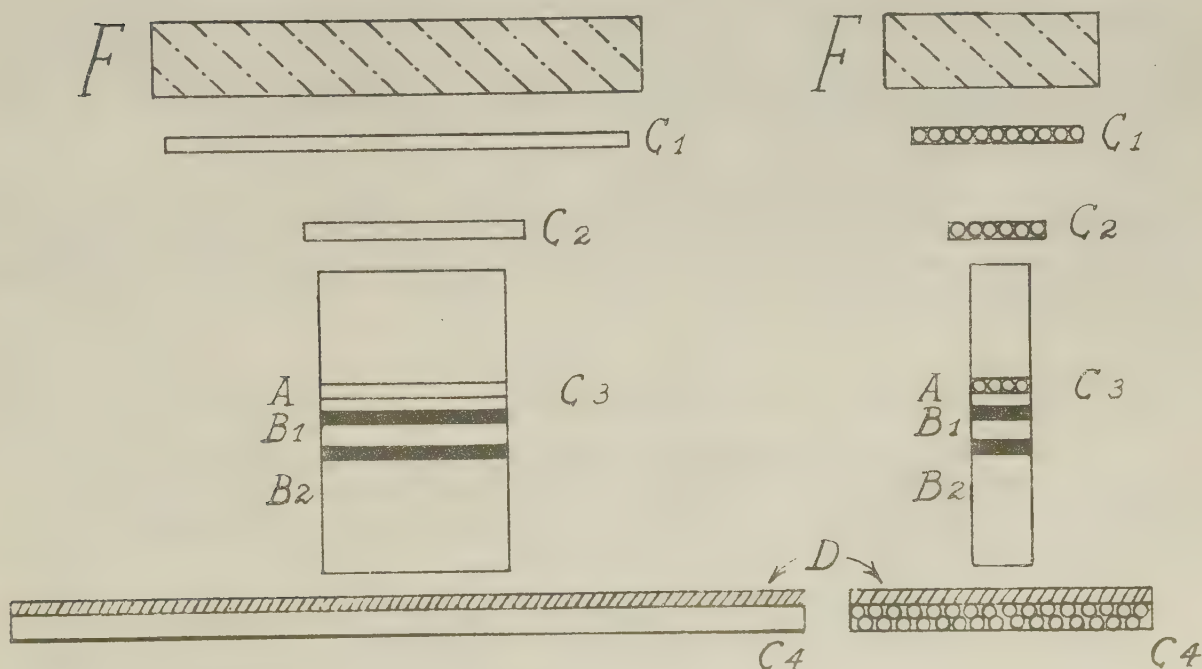


Fig. 3

La chambre de Wilson présente une partie utile de  $50 \times 30 \times 7,5$  cm. Elle est située dans un champ magnétique uniforme de 4 000 gauss environ qui permet de déterminer la quantité de mouvement des particules par la mesure de la courbure des trajectoires dans le champ magnétique.

Quatre bancs de compteurs Geiger numérotés  $C_1, C_2, C_3, C_4$  sur la figure servent au déclenchement de la chambre. Les deux premiers  $C_1$  et  $C_2$  sont situés au dessus de la chambre. Le troisième banc  $C_3$  est à l'intérieur de la chambre; enfin le quatrième  $C_4$ , beaucoup plus grand que les trois premiers, recouvre largement l'angle solide de l'espace défini par les trois groupes  $C_1, C_2, C_3$ .

Un filtre de plomb  $F$  de 25 cm situé au-dessus du premier banc de compteurs  $C_1$  et un filtre de plomb  $D$  de 1,6 cm recouvrant les compteurs  $C_4$ , ont des rôles qui seront indiqués plus loin.

Enfin la chambre contient des écrans  $B_1$  et  $B_2$  de différents matériaux situés juste au-dessous des compteurs  $C_3$ , destinés à arrêter les mésons  $\mu$ .

La chambre déclenche chaque fois qu'il y a coïncidence entre les impulsions des bancs de compteurs  $C_1, C_2, C_3$  et "anti-coïncidence"  $C_4$ , c'est-à-dire qu'aucune impulsion du banc de compteurs  $C_4$  ne doit accompagner la coïncidence des compteurs  $C_1, C_2, C_3$  pour qu'il y ait déclenchement.

Un tel évènement correspond en principe à une particule (par exemple un méson  $\mu$ ) qui a traversé les compteurs  $C_1, C_2, C_3$  et qui s'est arrêtée ou désintégrée dans l'espace compris entre les compteurs  $C_3$  et  $C_4$ .

Dans le cas de la désintégration, il faut de plus qu'aucun des produits de désintégration porteurs d'une charge électrique n'atteigne les compteurs  $C_4$ . C'est la raison pour laquelle nous avons mis l'écran de plomb  $D$  dont le rôle est d'empêcher, en les arrêtant que les électrons de désintégration d'un méson  $\mu$  arrêté dans les écrans  $B$ , ne rechargent les compteurs  $C_4$  et, par là, empêchent le déclenchement de la chambre.

L'électron de désintégration peut être en dehors de la zone éclairée lorsqu'il émerge de l'écran et il n'est pas visible sur le cliché. De toutes façons, pour que l'on puisse mesurer l'énergie avec précision, il est indispensable que la longueur de trajectoire visible soit suffisante.

## Efficacité du système de déclenchement

Le mode de déclenchement utilisé a donc pour but d'obtenir des clichés de mésons  $\mu$  stoppés dans des écrans. Nous avons déjà souligné la rareté de tels phénomènes. Il est donc très intéressant d'étudier en détail les différents facteurs qui influent sur le rendement afin de se placer dans les conditions optima.

Le nombre absolu  $N$  de clichés de mésons  $\mu$  arrêtés dans un écran par unité de temps est la quantité à rendre maximum. Il est également souhaitable que la proportion de tels clichés dans l'ensemble des photos prises soit la plus grande possible, mais ceci n'a qu'un intérêt d'économie de film.

Nous allons établir une formule générale permettant de calculer le nombre  $N$  de clichés utiles par unité de temps et d'étudier l'importance relative des divers paramètres qui influent sur  $N$  que nous appelons le "rendement de l'expérience".

Le rendement peut être déterminé en fonction de 4 paramètres principaux ils sont pratiquement indépendants, ce qui a permis de les étudier expérimentalement d'une manière simple, l'un après l'autre :

- 1) -  $n$  : C'est le nombre de coups par minute donné par la coïncidence  $C_1C_2C_3$  du télescope triple.
- 2) -  $K$  : C'est dans l'ensemble de la composante du rayonnement cosmique qui traverse le télescope triple  $C_1C_2C_3$ , la proportion des rayons qui sont des mésons  $\mu$  s'arrêtant dans les écrans B.  $K$  est pratiquement indépendant de la géométrie du télescope triple, c'est-à-dire de  $n$ .
- 3) -  $a$  : C'est le rapport du nombre de coups donné par la coïncidence triple  $C_1C_2C_3$  avec anti-coïncidence  $C_4$ ,  $(C_1C_2C_3 - C_4)$ , au nombre de coups donné par la coïncidence triple  $C_1C_2C_3$  seule. L'analyse de  $a$  montrera qu'on peut le considérer comme pratiquement indépendant de  $n$  et de  $K$  dans les limites que nous avons à considérer.
- 4) -  $c$  : Nous devons considérer enfin le temps mort  $c$  du cycle de détentes lentes nécessaires après chaque déclenchement pour remettre la chambre en position d'attente.

Calculons maintenant le rendement  $N$ , nombre de clichés utiles par minute.

Le nombre moyen de coups donnés par le télescope complet  $(C_1C_2C_3 - C_4)$  est  $na$  par minute.

Le temps moyen qui sépare 2 déclenchements de la chambre est donc  $\frac{1}{na} + c$ .

Le nombre moyen de photos par minute est donc l'inverse, soit :  $\frac{na}{1 + nac}$ .

Parmi ces photos, la proportion  $\frac{K}{a}$  seulement correspond à des photos utiles, c'est-à-dire à des mésons  $\mu$  s'arrêtant dans les écrans B.

Nous avons donc :

$$N = \frac{nK}{1 + nac}$$

c'est la formule cherchée.

Nous devons rendre  $N$  maximum.

1° - le temps mort  $c$  est de 3 minutes : 2 minutes pour effectuer le cycle de détentes lentes et 1 minute pour que la chambre retrouve son équilibre thermique. Ce temps n'a pu être réduit à une limite inférieure, sans courir le risque d'avoir des séries de photos inutilisables causées soit par des déformations provenant d'inégalités de températures entre le gaz de la chambre, les parois et les écrans, soit par un excès de brouillard de fond dû à un nettoyage trop rapide de la chambre entre les détentes.

2° -  $K$  est la proportion de rayons cosmiques dans la composante totale, qui sont des mésons  $\mu$  arrêtés dans les écrans B; il doit être le plus grand possible.  $K$  est le produit de 2 termes  $K_1$  et  $K_2$ . Le premier  $K_1$  est la proportion de mésons  $\mu$  dans la composante totale du rayonnement cosmique; le second  $K_2$  est la proportion de mésons  $\mu$  s'arrêtant dans les écrans B, dans l'ensemble du spectre des mésons  $\mu$  au niveau de la mer.

Le rôle du filtre de plomb  $F$  situé au-dessus des premiers compteurs  $C_1$  est d'arrêter la majeure partie des électrons du rayonnement cosmique (augmentation de  $K_1$ ). Son rôle secondaire est de choisir parmi les mésons  $\mu$  qui doivent s'arrêter dans les écrans B, ceux qui ont une énergie correspondante au maximum du spectre (augmentation de  $K_2$ ).

Le filtre de plomb  $F$  présente l'inconvénient d'éliminer par scattering des mésons de faible énergie, en les déviant de la direction du télescope triple  $C_1C_2C_3$ . Or, ce sont justement des mésons de faible énergie qui peuvent s'arrêter dans les écrans B. Si le filtre de plomb  $F$  était situé entre les compteurs  $C_1$  et  $C_2$ , il en résulterait une perte importante de mésons  $\mu$ , mais en plaçant le filtre  $F$  au dessus des compteurs  $C_1$  on récupère, par le même phénomène du scattering, des mésons de faible énergie qui, sans le scattering, n'auraient pas traversé le télescope triple  $C_1C_2C_3$ . La perte en mésons  $\mu$  arrêtés dans les écrans B, n'est donc que du 2<sup>ème</sup> ordre et elle est assez petite pour justifier la présence du filtre  $F$ , comme absorbant des électrons.

$K_2$  est directement proportionnel à l'épaisseur des écrans B. Nous discuterons dans la 2<sup>ème</sup> partie la question de l'épaisseur et de la nature des écrans. De nombreuses raisons interdisent l'emploi d'écrans trop épais, supérieurs à quelques gr/cm<sup>2</sup>.

Les épaisseurs choisies pour les écrans conduisent à une valeur de  $K$  égale à  $\frac{1}{500}$ .

3° - Etudions maintenant le paramètre  $\alpha$ : rapport du nombre de coups du télescope complet ( $C_1C_2C_3 - C_4$ ) au télescope triple ( $C_1C_2C_3$ ).

Il y a un double intérêt à le rendre minimum. En effet, la diminution de  $\alpha$  entraîne à la fois l'augmentation du nombre de clichés utiles  $N$  et la diminution du nombre de clichés inutiles.

$n\alpha$  est le nombre de déclenchements par minute de la chambre,  $\alpha$  est donc la somme d'une série de termes qui représentent chacun une cause de déclenchement.

On a :

$$\alpha = K + x + y + z + w$$

a) la première cause de déclenchement est évidemment représentée par  $K$  égal à  $\frac{1}{500}$

$K$  représente les déclenchements utiles. Il est malheureusement négligeable devant la somme des autres termes. Ceci assure l'indépendance pratique de  $\alpha$  et de  $K$ .

b)  $x$  représente le nombre de coups du télescope triple  $C_1C_2C_3$  dûs aux particules arrêtées ou désintégrées entre les compteurs  $C_3$  et  $C_4$ , dans toute portion de l'espace autre que les écrans B.  $x$  représente aussi la proportion plus importante de rayons ayant traversé  $C_1C_2C_3$  mais ayant échappé aux compteurs  $C_4$  à cause de la déviation par le champ magnétique.

$\alpha$  a été trouvé expérimentalement égal à  $\frac{1}{50}$ . C'est la partie la plus importante de  $\alpha$ . Malheureusement, il n'est pas possible de le réduire. Remarquons que, si ce résultat est très gênant pour le rendement de l'expérience, il n'est pas surprenant. Il signifie exactement que 2% des rayons cosmiques s'arrêtent dans les parois inférieures de la chambre, ou dans l'écran D, ou ont des quantités de mouvement telles que leur courbure magnétique leur fait manquer les compteurs  $C_4$ .

c)  $\pi y$  est le nombre de coïncidences fortuites du télescope triple  $C_1 C_2 C_3$ . Il est évident que ces coïncidences fortuites font déclencher la chambre.  $y$  n'est pas indépendant de  $\pi$ . En fait,  $y$  est difficile à calculer car, en général, les coïncidences fortuites ne sont pas dues à 3 rayons ayant traversé indépendamment un des compteurs  $C_1$ ,  $C_2$  et  $C_3$ . Elles proviennent surtout des coïncidences fortuites entre les compteurs  $C_3$  d'une part et une coïncidence vraie de  $C_1$  et  $C_2$  qui sont très voisins. Un certain nombre de coïncidences fortuites peuvent également être attribuées à une coïncidence fortuite triple entre des rayons qui ne sont pas indépendants, par exemple provenant d'une gerbe causée par les masses de métal qui constituent l'électro-aimant.

Dans le but de diminuer l'influence néfaste de telles gerbes, le banc de compteurs  $C_1$  a été blindé sur les côtés par 1,6 cm de plomb.

$y$  a été trouvé expérimentalement égal à  $\frac{1}{100}$  avec les dispositions de compteurs finalement choisies.  $y$ , bien que dépendant de  $\pi$ , n'aurait pas été sensiblement inférieur avec une autre disposition de compteurs.

$y$  peut être diminué de 2 manières différentes : d'abord en choisissant le pouvoir séparateur des coïncidences triples  $C_1 C_2 C_3$  suffisamment petit : nous l'avons pris égal à 3 micro-secondes, - ensuite en augmentant les conditions nécessaires à un déclenchement; c'est dans ce but que nous avons imposé une coïncidence triple au lieu d'une coïncidence double a priori suffisante.

d)  $z$  et  $w$  correspondent à des clichés montrant un rayon énergétique qui a certainement traversé les compteurs  $C_4$ . La fraction  $z$  correspond aux rayons ayant traversé un compteur  $C_4$  moins de  $5 \cdot 10^{-4}$  secondes après le passage d'un autre rayon. Tout compteur présentant un temps mort de l'ordre de  $5 \times 10^{-4}$  secondes, il est normal que dans ce cas aucune impulsion ne puisse bloquer la coïncidence  $C_1 C_2 C_3$  correspondante. Les compteurs  $C_4$  ayant une surface de  $3 \times 100$  cm, comptent à peu près 600 coups par minute, d'où un temps mort par minute de :

$$t = 5 \cdot 10^{-4} \cdot 600 = 0,3 \text{ sec}$$

On en déduit :

$$z = \frac{t}{60} = \frac{1}{200}$$

C'est la valeur de  $z$ , vérifiée expérimentalement.

La fraction  $w$  a une cause purement électronique. Elle est mise en évidence par l'expérience simple suivante. Les compteurs  $C_4$  sont seuls branchés et les impulsions

de ces compteurs sont envoyées simultanément sur les quatre entrées du sélecteur réalisant la triple coïncidence et anti-coïncidence ( $C_1 C_2 C_3 - C_4$ ). Nous retrouvons à la sortie  $\frac{1}{100}$  du nombre des impulsions à l'entrée et cette fraction a été trouvée proportionnelle au carré du nombre des impulsions à l'entrée.

Cette inefficacité électronique semble donc due à la grande quantité des impulsions du banc de compteurs  $C_4$ . En effet, lorsque 2 impulsions se suivent de trop près, la 2<sup>ème</sup> ne peut bloquer la coïncidence  $C_1 C_2 C_3$  à cause du temps mort du sélecteur.

L'inefficacité électronique  $w$  est donc égale à  $\frac{1}{100}$ . Une étude plus approfondie du sélecteur d'anti-coïncidence aurait permis probablement de diminuer  $w$ , mais il est facile de voir sur la formule donnant  $N$  que le gain aurait été très faible et même trop faible sans aucun doute pour rattraper le temps nécessaire à la modification du sélecteur.

Nous avons donc finalement pour  $a$  :

$$a = K + x + y + z + w = \frac{1}{500} + \frac{1}{50} + \frac{1}{100} + \frac{1}{200} + \frac{1}{100} = 0,047 = 5\%$$

L'analyse du paramètre  $a$ , principal responsable du temps perdu et du grand nombre de photos inutiles, montre qu'il est très difficile de le diminuer sensiblement à cause du nombre de facteurs qui s'ajoutent. Chaque facteur pris séparément correspond à une inefficacité petite de l'ordre de 1%.

4\* - Les paramètres  $c$ ,  $K$  et  $a$  ayant été déterminés ci-dessus, nous pourrions porter les valeurs obtenues dans la formule donnant  $N$  en fonction des paramètres :

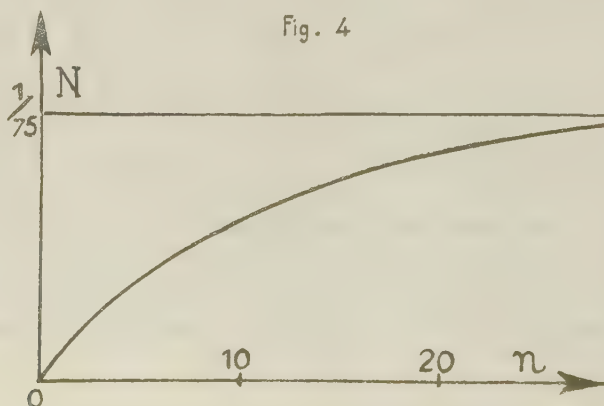
$$c = 3 \text{ minutes} \quad K = 0,002 \quad a = 0,05$$

D'où :

$$N = \frac{n}{25 (3n + 20)}$$

$n$  étant toujours le nombre de coups par minute donné par le télescope triple  $C_1 C_2 C_3$ .

La figure 4 représente la courbe  $N = f(n)$ . Nous voyons qu'il y a toujours intérêt à augmenter  $n$ , mais qu'après une certaine valeur, on ne gagne presque rien.



Notre disposition de compteurs nous a donné  $n$  égal à 10 coups par minute.

$$\text{D'où : } N = \frac{1}{125}$$

Ce résultat signifie que nous obtenons en moyenne une photo de mésons  $\mu$  arrêtés dans les écrans toutes les 125 minutes de fonctionnement continu.

Pour  $n$  infini, nous aurions eu un gain inférieur à 1,7. On voit donc qu'il y a peu d'intérêt à augmenter  $n$ . Il n'y a même aucun intérêt à faire cette expérience en altitude car le gain sur  $n$  serait annihilé par la forte augmentation de la proportion d'électrons/mésons  $\mu$  avec l'altitude.

En résumé de cette étude sur le rendement, on peut conclure que la principale difficulté ne vient pas de la rareté des mésons  $\mu$ , mais du trop grand étalement du spectre des mésons  $\mu$ . C'est beaucoup plus la petitesse de  $K$  que de  $n$  qui est gênante.

#### Application à la Détermination du Spectre d'Energie des Electrons de Désintégration du Méson $\mu$ .

L'électron de désintégration étant émis avec une égale probabilité dans toutes les directions, il n'est en général pas suffisamment visible pour pouvoir donner lieu à une mesure utile. Environ un sur sept seulement peut être retenu pour les statistiques. Nous aboutissons donc au résultat suivant : le rendement en électrons utilisables est d'un électron pour 15 heures de fonctionnement environ. Comme en principe les réglages de brouillard interrompent assez souvent le fonctionnement continu, le rendement est légèrement inférieur. En travaillant 5 jours par semaine de 9 heures du matin à minuit et le samedi matin, le rendement pratique est de 20 photos utiles par mois.

Un aussi faible rendement est la principale difficulté de ce type d'expérience.

Comme nous l'avons vu, le nombre de photos prises est très supérieur, 22 photos environ sont nécessaires pour avoir un méson  $\mu$  arrêté dans un écran et, par conséquent, 150 pour un méson  $\mu$  avec son électron mesurable dans de bonnes conditions. 23 000 photos ont été prises et 150 mesures d'énergie d'électrons ont été retenues pour les statistiques.

#### Application à l'Etude de la Capture des Mesons $\mu$ Négatifs dans les Noyaux Lourds.

Cette étude sera décrite dans la III<sup>ème</sup> partie de ce travail. La méthode consiste à comparer le nombre de mésons  $\mu$  négatifs émettant un électron à celui des mésons  $\mu$  positifs lorsque les mésons s'arrêtent dans du cuivre ou de l'étain.

Il suffit donc que l'électron soit visible pour que le cliché soit utile.

Plus de la moitié des mésons  $\mu$  positifs stoppés présentent un électron visible. Le rendement est donc meilleur que dans l'application précédente.

9 000 photos ont été prises au cours de cette étude.

## Cotes et positions des différents Bancs de Compteurs

En terminant ce chapitre sur le dispositif expérimental, indiquons brièvement les motifs qui ont conduit à déterminer les cotes et les positions des différents bancs de compteurs.

1°) - Compteurs  $C_4$  : Le banc de compteurs  $C_4$  a intérêt à être le plus grand possible et le plus près possible de la chambre, pour augmenter  $n$  et diminuer  $x$ . Nous avons fait le maximum possible compatible avec la géométrie de l'électro-aimant et de la chambre.

- longueur : 120 cm
- largeur : 33 cm
- distance au bas de la partie utile de la chambre : 12 cm

23 compteurs de 2,5 cm de diamètre forment le banc de compteurs  $C_4$ . Ils se chevauchent donc largement.

2°) - Banc de compteurs  $C_3$  et  $C_2$  : Ce sont des bancs de compteurs qui déterminent l'angle solide du télescope triple  $C_1 C_2 C_3$ . La grandeur et la position de  $C_4$  étant fixées, il est facile de voir qu'il y a intérêt à mettre les compteurs  $C_3$  le plus bas possible pour augmenter  $n$ . C'est ce qui nous a conduits à les placer à l'intérieur de la chambre. Il n'y a pas intérêt à les mettre plus bas que le milieu de la chambre de façon à profiter aussi bien des électrons émis vers le bas que de ceux émis vers le haut. Le banc de compteurs  $C_3$ , intérieur à la chambre, est formé de 4 compteurs cylindriques en verre de 1 cm de diamètre et 30 cm de longueur dans une boîte en plexiglass de 1,8 cm d'épaisseur,

La distance des compteurs  $C_3$  à la partie supérieure de la chambre est de 22 cm.

Le banc de compteurs  $C_2$ , situé contre l'extérieur de la chambre doit couvrir la surface maximum compatible avec  $C_4$  et  $C_3$ . Il a pour cotes

- largeur : 10 cm
- longueur : 35 cm

Il est un peu plus large que la partie utile de la chambre, ce qui n'est pas gênant, puisque la largeur du banc  $C_3$  est plus petite que la largeur utile.

3°) - Banc de compteurs  $C_1$  : Comme nous l'avons vu, son rôle n'est que de diminuer les coïncidences fortuites du télescope  $C_2 C_3$ . Il ne doit donc pas être trop près des compteurs  $C_2$ .

- longueur : 70 cm
- largeur : 30 cm
- distance entre  $C_1$  et  $C_2$  : 20 cm

## Chapitre III

### TECHNIQUE DES APPAREILS

Dans ce chapitre, nous nous proposons de décrire les différents appareils qui constituent le dispositif expérimental. La plupart ont été construits spécialement en vue des expériences décrites ici sans perdre de vue toutefois une possibilité d'utilisation pour d'autres travaux.

Plusieurs physiciens et techniciens du laboratoire de L. Leprince-Ringuet ont pris part à l'étude et à la construction de ces appareils; nous ne décrivons que ceux que nous avons construits nous-mêmes.

La chambre de Wilson et le dispositif de commande automatique ont été réalisés en s'inspirant largement de la technique développée au laboratoire depuis plusieurs années par L. Leprince-Ringuet, E. Nageotte, M. Lhéritier et C. Peyrou. Nous n'insisterons donc que sur les problèmes nouveaux qui se posaient dans la construction de la chambre, c'est-à-dire :

- 1) chambre de Wilson adaptée à l'électro-aimant.
- 2) possibilité de mettre des écrans dans la chambre et de changer facilement leur épaisseur leur place et leur nombre.
- 3) possibilité d'avoir un banc de compteurs à l'intérieur de la chambre.

#### Description générale

La figure 5 donne un schéma développé de l'ensemble des différents appareils.

Il peut être résumé de la façon suivante :

Une chambre de Wilson est située dans un électro-aimant. Un dispositif de compteurs et un ensemble électronique (le sélecteur) commandent la détente. Les gouttelettes de brouillard sont éclairées par une lampe flash et un dispositif d'automatisme permet de nettoyer la chambre et de la remettre en position d'attente.

La planche II représente l'électro-aimant et la chambre de Wilson.

#### L'électro-aimant

Il a été construit par la Société Alsthom sous la direction de E. Nageotte. L'entrefer utilisé était de 50 cm et le champ 3.800 gauss. Les pôles sont circulaires et ont un diamètre de 50 cm. La forme des surfaces des pôles a été spécialement étudiée pour obtenir un champ très uniforme; les bords des surfaces des pôles sont légèrement relevés dans ce but.

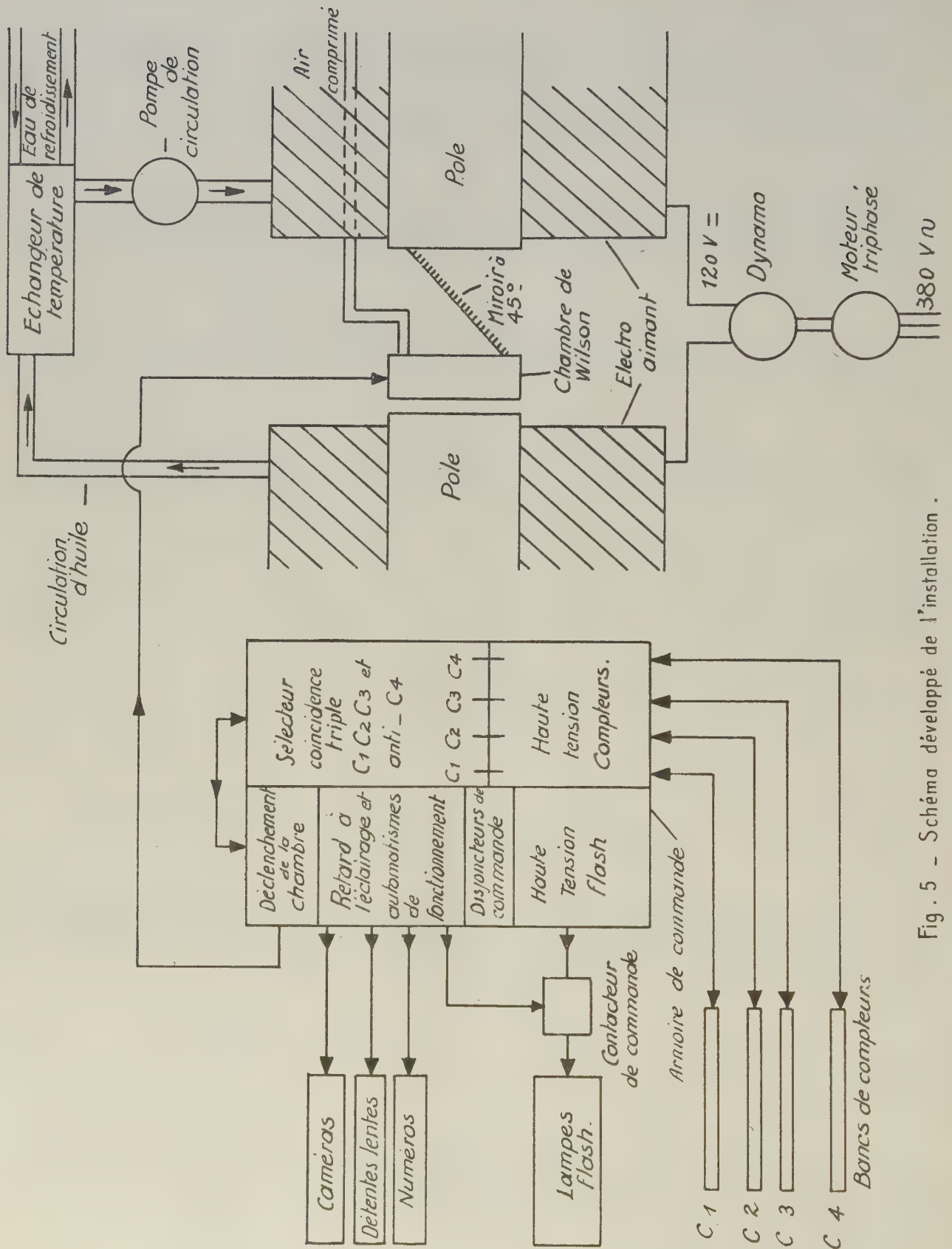


Fig. 5 - Schéma développé de l'installation.

L'intensité du champ dans le plan médian de la chambre, perpendiculaire aux lignes de forces en fonction de la distance à l'axe des pôles est représenté dans la figure 6.

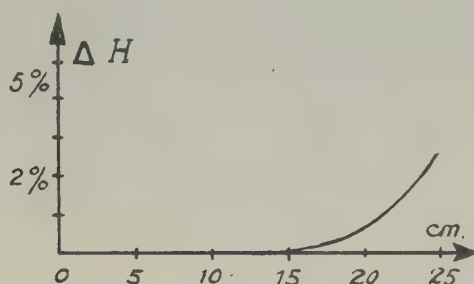


Fig.6

### La Chambre de Wilson

Elle est représentée sur la planche III. C'est une chambre du type général utilisé au laboratoire depuis plusieurs années.

La chambre de Wilson, rectangulaire, se compose essentiellement de 2 espaces clos A et B séparés par une paroi mobile, le piston (figure 7)

Le premier espace A est la chambre proprement dite. Lorsque le 2<sup>ème</sup> espace B est rempli d'air sous pression, le piston se déplace en avant et comprime la chambre A. Un clapet C placé sur la partie arrière B permet de décompresser rapidement le volume B, le piston recule et provoque la détente en A.

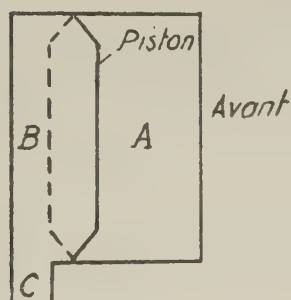


Fig.7

La partie avant est constituée par une glace à travers laquelle se fait la photo. Un des grands côtés de l'espace A est transparent pour permettre l'éclairage des gouttelettes par une lampe flash.

Une difficulté qui se présente dans l'utilisation de la chambre de Wilson dans un électro-aimant est la suivante : la photo devant être prise dans l'axe du champ magnétique, les pôles de l'entrefer empêchent la prise de photo directe. 3 solutions

permettent de tourner la difficulté :

1° - Blackett (3) photographie directement sa chambre de Wilson à travers un des pôles qui est creusé dans ce but. Cette méthode nécessite un électro-aimant spécialement adapté.

2° - Anderson a repris la méthode proposée par C.T.R. Wilson (4) qui consiste à laisser tomber librement la chambre après la détente et à la photographier directement au passage, dès qu'elle est sortie complètement des pôles. Cette méthode évite en principe la déformation des trajectoires causée par le poids des gouttelettes, constituant de la trajectoire, puisque la chambre tombe en chute libre. Cette façon d'opérer présente l'inconvénient suivant : si  $l$  est la longueur de la chambre, le temps séparant la détente de la prise de la photo (retard à l'éclairage) est supérieur à :

$$t = \sqrt{\frac{2l}{g}} \quad g = \text{accélération de la pesanteur}$$

Si  $l = 50 \text{ cm}$ , on a

$$t = \sqrt{\frac{100}{1000}} \quad \text{sec} \sim 0,3 \text{ sec}$$

Ce temps minimum est un peu grand et, pour profiter de l'avantage signalé plus haut, il est nécessaire de se mettre à l'abri des turbulences thermiques au moyen d'une thermostatisation soignée.

Enfin, le dispositif mécanique permettant l'amortissement en fin de chute et la remontée automatique en position d'attente doit être complexe d'autant plus que tous les dispositifs de compteurs situés dans la chambre et sous la chambre tombent obligatoirement en chute libre avec la chambre..

3° - Nous avons donc adopté la méthode la plus simple, qui consiste à dévier la lumière émise par les gouttelettes, perpendiculairement aux lignes de force du champ, au moyen d'un miroir à 45° de la glace avant de la chambre. Si  $l$  est la largeur utile de celle-ci et  $e$  son épaisseur totale, l'entrefer de l'électro-aimant doit avoir la longueur  $l + e$  ; cet inconvénient conduit à des entrefers grands et interdit l'emploi de chambres profondes.

La forme particulière des pôles nous a permis de conserver un champ pratiquement uniforme pour un entrefer de 50 cm. La largeur utile de la chambre a été prise égale à 30 cm, ce qui laissait 20 cm pour l'épaisseur totale de la chambre. La hauteur utile de la chambre a été prise égale à 50 cm bien que les pôles cylindriques n'aient que 52 cm de diamètre. Les coins de la chambre sortent donc légèrement de la région de champ uniforme et on doit faire pour les mesures une correction, si nécessaire. Cet inconvénient est largement compensé par la précision supérieure des mesures de courbure de la plupart des trajectoires, obtenues grâce à une plus grande longueur d'arc de cercle.

L'épaisseur totale de la chambre étant fixée à 20 cm, la chambre a été construite pour que l'épaisseur utile soit la plus grande.

La profondeur utile de la chambre est de 7,5 cm. La partie arrière de la chambre a pu être construite très plate en réalisant un système de clapet d'un type spécial.

La figure 8 montre une section horizontale de la chambre

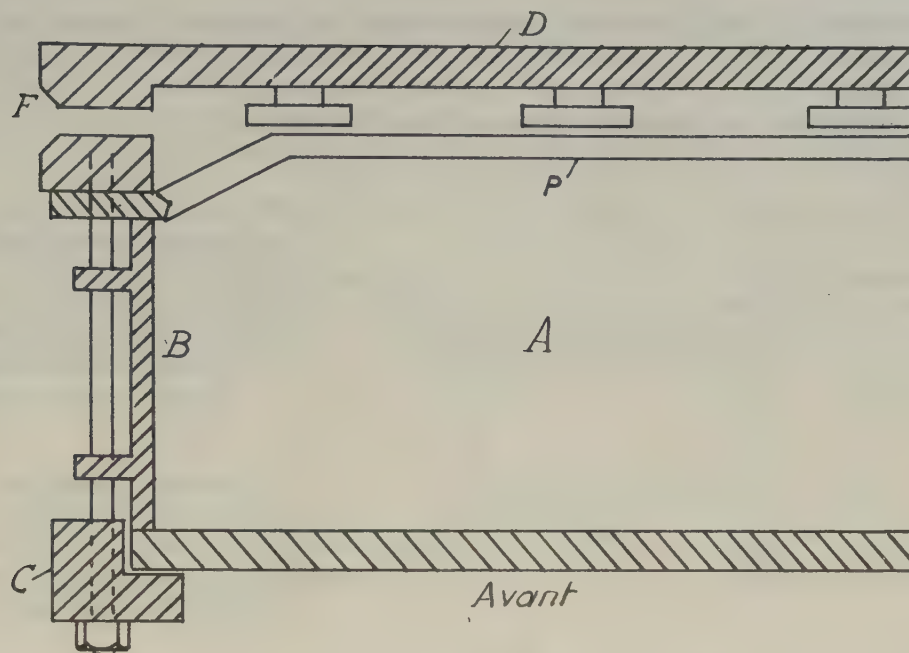


Fig. 8

*A* est la chambre proprement dite, fermée à l'avant par une glace de 1,5 cm. *B* est un bac en plexiglass collé, de 10 cm d'épaisseur, un des grands côtés est transparent et permet l'éclairage; l'autre est réfléchissant.

*P* est le piston mobile. Il est formé de deux feuilles de caoutchouc collées sur une armature constituée par deux feuilles de duralumin de 1 mm rivetées à 4 mm de distance. La longueur et la largeur de cette armature sont inférieures de 4 cm aux dimensions intérieures du bac et définissent la longueur et la largeur utiles de la chambre. Un velours noir collé sur le piston permet d'obtenir le fond noir indispensable à la photographie.

*D* est une masse de duralumin monobloc qui maintient la solidité de l'ensemble. Elle est évidée pour permettre au piston de reculer et possède des "champignons" en métal sur lesquels vient buter le piston. Un cadre *C* en métal, situé à l'avant, maintient l'ensemble par des tiges boulonnées à la partie arrière de *D*.

Il est à noter qu'aucune surface métallique ne se trouve à l'intérieur de la chambre proprement dite qui contient uniquement du verre, du plexiglass, du caoutchouc et du velours. Ceci permet d'éviter des électrolyses très gênantes pour le fonctionnement de la chambre. Tous les joints sont faits à sec et une étanchéité parfaite est obtenue grâce au serrage des boulons.

Une fente *P* de 1,5 cm de large a été ménagée sur un des côtés de la partie arrière *D* de

la chambre. C'est par cette ouverture de 50 cm de long, que s'évacue l'air de la partie arrière, au moment de la détente.

Un dispositif spécial a été construit pour commander rapidement l'ouverture de cette fente.

La figure 9 représente un schéma du clapet obturant la fente *F*.

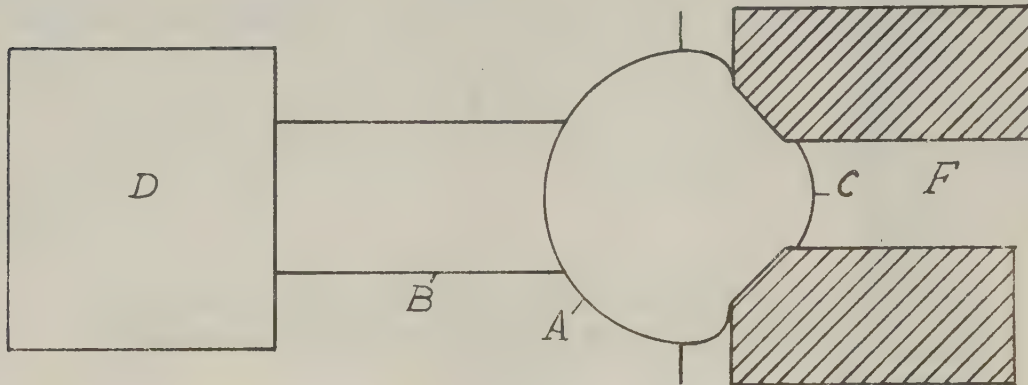


Fig. 9

*A* est un demi-tube en laiton fermé par une membrane en caoutchouc. Un tube *B* est soudé perpendiculairement au tube *A*. Sur ce tube est vissé un petit clapet de commande *D* du type Nageotte (5). Une surpression de 1,4 kg/cm<sup>2</sup> est maintenue à l'intérieur de *A* et de *B*. Le caoutchouc *C* se gonfle et obture la fente *F*.

L'ouverture du clapet *D* provoque l'évacuation de l'air des tubes *B* et *A*. Le caoutchouc *C* recule rapidement et provoque l'ouverture de *F* qui permet à son tour la décompression de l'arrière de la chambre et enfin le recul du piston.

Ce dispositif est visible sur la planche III.

Ce système de détente en 3 stades présente les avantages suivants :

Le clapet *D* est petit et une pression importante (1 kg/cm<sup>2</sup>) s'exerce sur sa membrane. Son ouverture est donc très rapide.

Le volume d'air à évacuer en *B* et *A* est faible.

Enfin la fente *F* a une surface importante. Un clapet entièrement mécanique qui obturerait la fente *F* longue et étroite serait obligatoirement lourd pour être rigide et son inertie serait très grande, tandis que dans ce dispositif les seules parties en mouvement sont le clapet *D*, qui est petit, le caoutchouc *C* qui est léger et évidemment le piston qui a été construit le plus léger possible.

Les durées des différents stades du déclenchement ont été mesurées par la méthode suivante :

- un générateur d'impulsion envoie des impulsions électriques à une fréquence stable de 2000 par seconde, dans un compteur électronique d'impulsion (scaler). Un commutateur électronique permet de relier le générateur au compteur au début de l'intervalle de temps à mesurer et d'interrompre la liaison à la fin. La lecture du nombre d'impulsions comptées donne le temps écoulé. On obtient très facilement la précision absolue de  $\frac{5}{10\,000}$  de seconde. La mesure peut se répéter simplement et rapidement : les mesures ont donné les résultats suivants :

- 1 - temps écoulé entre l'impulsion de commande et l'ouverture complète du clapet  $D$  : 0,002 sec
- 2 - temps écoulé entre l'impulsion de commande et l'ouverture de la fente  $F$  : 0,005 seconde
- 3 - temps écoulé entre l'ouverture de la fente  $F$  et l'arrivée du piston sur les butées arrières : 0,01 seconde

Le temps séparant le passage du rayon de la fin de la détente est donc de 0,015 seconde.

Ce temps a une importance considérable : c'est lui qui détermine l'épaisseur des trajectoires causée par la diffusion des ions avant la détente et par là, la précision des mesures de courbure.

Une étude plus approfondie des formes des fentes et des tubes  $A$  et  $B$  doit permettre de diminuer légèrement ces temps.

## Ecrans

Le système d'écrans intérieurs à la chambre a été construit de façon à pouvoir changer facilement la position et le nombre des écrans.

Un espace de 15 mm sépare les écrans de la glace avant, des côtés en plexiglass et du piston à l'arrière. Ceci permet d'avoir une meilleure homogénéité dans la chambre, tous les espaces entre écrans communiquant largement.

Les écrans sont maintenus en place par des petits supports en laiton vissés sur 4 coins des écrans et aux parois de côté en plexiglass de la chambre. Pour changer la position des écrans, il suffit de visser dans le plexiglass de nouveaux supports à la place choisie. Les changements de position et de nombre d'écrans ne nécessitent pas une interruption de fonctionnement de plus de 24 heures.

Les surfaces des écrans doivent être réfléchissantes pour avoir un éclairage uniforme entre les écrans. Pour les écrans de cuivre, nous avons utilisé le chromage, pour les écrans d'étain le cuivrage suivi du chromage. Pour les écrans de graphite, le problème était plus délicat : Nous avons recouvert les faces supérieures et inférieures des écrans de graphite de miroirs en aluminium oxydé anodiquement, de 0,6 mm d'épaisseur.

Les écrans ont été arrondis à l'avant et effilés à l'arrière afin d'éviter les tourbillons à la détente. La fixation des écrans à partir des côtés en plexiglass

de la chambre, assure leur isolement électrique, ce qui permet de les mettre à des potentiels électriques différents pour créer dans la chambre le champ électrique nécessaire.

### La "Boîte Compteur"

Pour pouvoir loger des compteurs à l'intérieur de la chambre, nous avons construit une boîte en plexiglass collé. Sa forme extérieure est celle d'un écran, mais l'intérieur est creux et elle est collée au plexiglass des côtés de la chambre. Une ouverture percée sur chacun des côtés de la chambre permet d'enfiler les compteurs à l'intérieur de cette boîte (figure 10).

Ainsi les compteurs peuvent être très facilement enlevés et remis sans démontage de la chambre.

Si, géométriquement, les compteurs sont à l'intérieur de la chambre, ils sont en fait à l'extérieur de la surface qui limite la chambre.

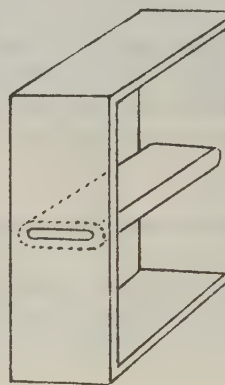


Fig. 10

La boîte compteur peut être considérée comme un écran supplémentaire en plexiglass dans la chambre. Son épaisseur est de 19 mm. La cavité à l'intérieur a 12 mm de hauteur et les compteurs sont en tube de verre de 1 cm d'épaisseur et 10 mm de diamètre. Cette solution, très commode pour mettre des compteurs à l'intérieur d'une chambre de Wilson, n'a pu être facilement appliquée que grâce à la facilité d'usinage et de collage du plexiglass. Des côtés en verre auraient été préférables au point de vue optique, mais le problème du support des écrans et des compteurs devenaient très compliqué.

### Remarques sur le Fonctionnement de la Chambre.

Cette chambre de Wilson a fonctionné automatiquement de 9 heures à 24 heures tous les jours pendant 12 mois. Les variations de température obligent la modification du taux de détente, mais on peut en général bien prévoir le sens de variation du taux de détente et un "réglage de brouillard" toutes les 2 heures suffit.

Nous avons utilisé après chaque détente rapide, un cycle de 3 détentes lentes. Ce nombre n'était pas en général nécessaire, mais si la chambre n'est pas complètement débarrassée des germes neutres de brouillard après chaque détente rapide, ceux-ci s'accumulent et provoquent un fond de brouillard gênant qui s'augmente à chaque détente. Aussi, avons nous préféré un cycle de détentes lentes un peu plus long pour éviter le risque des séries de photos inutilisables par l'excès de brouillard du fond.

En général, les trajectoires sont bien visibles jusqu'à 1 ou 2 millimètres des bords des écrans sans déformation. Il est arrivé cependant que nous ayons eu quelques déformations très fortes de trajectoires, mais localisées à 5 mm au-dessus de la boîte compteur.

Nous pensons qu'elles étaient dues à une inégalité de température du plexiglass très mauvais conducteur de la chaleur. Ces déformations étant très localisées ne gênaient pratiquement pas les mesures de courbures, en prenant la précaution d'éliminer largement la portion de trajectoire perturbée. Par contre, nous avons été gênés quelquefois par un dédoublement des trajectoires sous l'effet du champ électrique, bien que celui-ci se coupe immédiatement après le passage de la particule dans la chambre. Il semble que ce dédoublement de la trajectoire en ions positifs et négatifs soit dû aux charges électriques qui restent sur le plexiglass de la chambre après la coupure du champ électrique. En effet, ce dédoublement est plus fort lorsque le plexiglass a été frotté avec du coton pour le nettoyer. En fait, ces dédoublements apparaissent seulement lorsque, pour une raison quelconque et souvent inconnue, la chambre de Wilson fonctionne moins bien, ce qui semble prouver que ces perturbations entraînent un retard à la condensation du brouillard.

Dans la 2<sup>ème</sup> partie de notre travail, le champ électrique était dirigé perpendiculairement à la glace avant entre le piston qui formait une électrode et des traits de peinture conductrice sur la glace avant. Cette modification a entraîné la disparition complète des dédoublements.

Le liquide utilisé dans la chambre est un mélange dans la proportion 2/1 d'alcool éthylique et d'eau.

### Les Compteurs.

Ils ont été construits par d'Andlau sur le principe de Maze: compteurs en verre à cathode externe en peinture conductrice noire (aquadag : solution colloïdale de graphite dans l'eau). D'Andlau a spécialement étudié les compteurs situés dans la boîte en plexiglass à l'intérieur de la chambre. Ils ont été fabriqués à partir de tube en verre de 1 mm d'épaisseur et de 10 mm de diamètre et répondaient ainsi aux conditions imposées.

- a) faible encombrement
- b) minimum de matière ayant un Z élevé afin de rendre négligeable la perte d'énergie par "Bremstrahlung" à la traversée de la boîte compteur pour les électrons de désintégration du méson  $\mu$ .

### Le Sélecteur de Coïncidence et Anti-Coïncidence

Il a été construit sous la direction de Ferrand d'après le schéma général de coïncidence de Rossi :

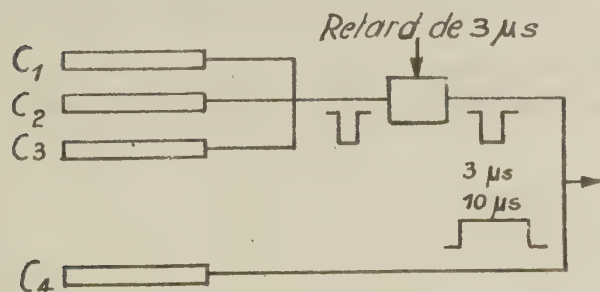


Fig. 11

Pour réaliser l'anticoïncidence, l'impulsion de 3 micro-secondes provenant de la coïncidence triple est décalée de 3 micro-secondes alors que l'impulsion "anticoïncidence" a 10 micro-secondes de large. Ceci lui permet de couvrir largement des 2 côtés l'impulsion des coïncidences qu'elle doit bloquer (figure 11).

## Eclairage - Photographie

L'éclairage de la chambre est fourni par une lampe flash au Xénon en pyrex des Etablissements Claude Paz et Silva. L'éclair est fourni par la décharge de 70  $\mu$ F sous 4000 volts. L'éclairage de la chambre est latéral. On obtient un faisceau à peu près parallèle grâce à un miroir cylindrique parabolique en aluminium oxydé anodiquement. Ce système présente l'avantage d'utiliser un angle d'ouverture de 180 degrés.

Deux caméras permettent une restitution stéréoscopique. La première, située à 2,50 m de la glace avant de la chambre a son axe perpendiculaire à celle-ci, au moyen d'un miroir à 45° situé dans l'entrefer. Elle sert aux mesures de courbure. La deuxième a un axe optique faisant un angle de 12° avec celui de la première.

Les objectifs sont des "EKTAR" de 16,5 cm de distance focale; nous avons utilisé le film Kodak Super XX de fabrication française. Les objectifs étaient ouverts à  $f/4$  ce qui assurait largement la profondeur de champ nécessaire.

## Principe Général de l'Automatisme

Le sélecteur de coïncidence et anti-coïncidence fournit une impulsion de commande positive de plusieurs dizaines de volts. Celle-ci attaque en parallèle les grilles de 2 thyratrons.

Le premier sert à décharger une batterie de 5 x 16 microfarads dans la petite bobine de commande du clapet qui provoque la détente de la chambre de Wilson.

La deuxième décharge de la même façon des condensateurs dans un relais multiple très rapide. Un des contacts de ce relais agit sur le contacteur de commande de l'éclairage des lampes flash. Dans le circuit du contacteur se trouve placé le dispositif de retard à l'éclairage constitué par une self avec une résistance réglable en parallèle.

Un deuxième contact agit sur le numéroteur des clichés.

Enfin, un 3<sup>ème</sup> contact sert au démarrage d'un petit moteur.

Celui-ci, muni d'un réducteur, fait faire un tour complet à un arbre à cames agissant sur des contacts électriques.

Les cames réalisent par l'intermédiaire de circuits électriques les opérations suivantes :

- détente lentes de la chambre par action sur un électro-vanne,
- éclairage du numéroteur pour la photographie sur le cliché.
- avance des films dans les caméras,
- remise en position d'attente des thyratrons,
- auto-alimentation et arrêt du moteur de l'arbre à cames.

## DEUXIEME PARTIE

# APPLICATION A LA DETERMINATION DU SPECTRE D'ENERGIE DES ELECTRONS DE DESINTEGRATION DES MESONS $\mu$ POSITIFS ET NEGATIFS

### Chapitre IV

#### HISTORIQUE & DISCUSSION DES EXPERIENCES SUR LA DESINTEGRATION DU MESON $\mu$

##### Le Cliché de Williams et Roberts.

Si la découverte de l'instabilité du méson  $\mu$  et la mesure de sa vie moyenne ont été faites depuis longtemps, la nature et le nombre des particules, produits de la désintégration, n'ont été étudiés que depuis ces dernières années.

Pourtant, dès 1940, une photo de chambre de Wilson a donné une importante indication sur la désintégration du méson  $\mu$ . Williams et Roberts (6) obtinrent une photo de méson  $\mu$  positif s'arrêtant dans le gaz de la chambre. L'aspect ionisant et les variations de courbure de la trajectoire, ainsi que la mesure de la quantité de mouvement ne laissaient aucun doute sur le caractère mésonique de la trajectoire. De l'extrémité de celle-ci partait une trajectoire au minimum d'ionisation, dont la quantité de mouvement pouvait être estimée à  $70 \text{ Mev} \pm 35$ .

L'hypothèse la plus simple consistait à interpréter ce cliché comme la désintégration au repos d'un méson  $\mu$  en 2 particules, une chargée et une neutre, qu'il était naturel d'assimiler à un électron et un neutrino.

##### Equation de Désintégration du Méson $\mu$ au repos.

1°) Supposons d'abord que les produits de la désintégration soient un électron et un neutrino. Soit  $M_0$  la masse du méson  $\mu$ ;  $p$  et  $p'$  les quantités de mouvements de l'électron et du neutrino,  $E$  et  $E'$  les énergies de l'électron et du neutrino et enfin  $m_0$  la masse au repos de l'électron

Les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement donnent :

$$\begin{aligned} M_0 c^2 &= E + E' \\ p &= p' \end{aligned}$$

Nous avons d'autre part :

$$E^2 = p^2 c^2 + (m_0 c^2)^2 \quad E'^2 = p'^2 c^2 \text{ en supposant la masse du neutrino négligeable}$$

En éliminant entre ces 4 équations, les quantités relatives au neutrino, c'est-à-dire  $E'$  et  $p'$ , on obtient la relation suivante entre  $M_0$  et  $E$  :

$$(1) \quad E = \frac{M_0 c^2}{2} \left[ 1 + \frac{m_0^2}{M_0^2} \right] = \frac{M_0^2 + m_0^2}{2M_0} c^2$$

Nous aboutissons donc à la conclusion suivante : si la désintégration du méson  $\mu$  a lieu en 2 particules seulement, l'énergie des produits de désintégration est entièrement déterminée : il n'y a pas de spectre continu d'énergie, mais une seule raie.

Remarquons dans la formule que l'énergie de l'électron est très voisine de la moitié de l'énergie de masse du méson  $\mu$ , c'est-à-dire 55 mev environ. La différence, qui est de  $\frac{1}{200}$  Mev environ est absolument négligeable, étant donné la précision possible des mesures de  $E$  et de  $M_0$  à l'heure actuelle.

Le cliché de Williams et Roberts était donc en accord avec ce schéma de la désintégration du méson  $\mu$ .

2°) Supposons maintenant, pour être plus général, que les produits de désintégration soient une particule chargée de masse  $m_0$  et une particule neutre de masse  $m'_0$  d'énergie et de quantité de mouvement respectives :  $E, p$  &  $E', p'$ .

Nous avons toujours les 2 mêmes équations fondamentales :

$$M_0 c^2 = E + E' \\ p = p'$$

avec les relations :

$$E^2 = (pc)^2 + (m_0 c^2)^2 \quad E'^2 = (p'c)^2 + (m'_0 c^2)^2$$

Comme dans le cas précédent, éliminons  $E$  et  $E'$ . On obtient la relation suivante :

$$(2) \quad E = \frac{M_0^2 + m_0^2 - m'^2_0}{2M_0} c^2$$

Cette formule contient comme cas particulier, la relation (1). Nous avons les mêmes conclusions que dans le cas précédent; les énergies sont déterminées, mais

la valeur de l'énergie de la particule chargée est inférieure à la valeur précédente de la quantité

$$\frac{\pi'_0{}^2}{2 M_0} c^2$$

Par conséquent, dans l'hypothèse de la désintégration en 2 particules, la détermination de l'énergie unique de la particule chargée, fournit une relation entre la masse  $M_0$  du méson  $\mu$  et les masses des particules produites  $\pi_0$  et  $\pi'_0$ .

Dans le schéma proposé il y a 3 ans par Anderson et al (11) où  $\pi_0$  est un électron et  $\pi'_0$  un méson  $\mu$  neutre hypothétique, l'équation (2) permet de déduire la masse  $\pi'_0$  de ce méson neutre de la masse du méson  $\mu$ , si on peut mesurer l'énergie  $E$  de l'électron.

3°) Pour que les énergies des particules de désintégration soient variables, il est nécessaire de supposer que 3 particules sont créées dans la désintégration du méson  $\mu$ . La désintégration en 3 particules chargées étant exclue expérimentalement, supposons que la désintégration a lieu en 1 particule chargée  $\pi_0, (p, E)$  et 2 particules neutres  $\pi'_0, (p', E')$  et  $\pi''_0, (p'', E'')$ .

Les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement ne donnent que 2 relations indépendantes entre les énergies  $E, E'$  et  $E''$ . Les énergies ne sont pas déterminées et se répartissent suivant un certain spectre depuis  $\pi_0 c^2, \pi'_0 c^2, \pi''_0 c^2$  jusqu'aux valeurs limites  $W, W', W''$ . Calculons l'énergie limite  $W$  de la particule chargée  $\pi_0$ .

Pour simplifier les notations, supprimons le facteur  $c$  partout, ce qui revient à supposer que les énergies, les quantités de mouvement et les masses sont exprimées dans le même système d'unités, ce qui est toujours possible. Supprimons également les indices 0 des masses  $M_0, \pi_0, \pi'_0, \pi''_0$ .

L'énergie  $E$  atteint sa valeur maximum  $W$  lorsque  $p$  est lui-même maximum. Il faut donc que le système des 2 particules neutres  $\pi'$  et  $\pi''$  emporte le maximum de quantité de mouvement et le minimum d'énergie.

Cela a lieu lorsque  $p'$  et  $p''$  sont portés par le même axe. On a donc dans ce cas :

$$p = p' + p''$$

Les 2 particules neutres partent dans la direction opposée à celle de la particule  $\pi$ .

L'état des 3 particules est alors défini par le système d'équations :

$$M = E + E' + E'' \quad (3)$$

$$p = p' + p'' \quad (4)$$

$$E^2 = p^2 + \pi^2 \quad (5)$$

$$E'^2 = p'^2 + m'^2 \quad (6)$$

$$E''^2 = p''^2 + m''^2 \quad (7)$$

La valeur maximum  $W$  de  $E$  est définie par l'annulation de  $dE$ . En différenciant l'équation (3), on obtient

$$dE + dE' + dE'' = 0$$

Donc :

$$dE' + dE'' = 0 \quad (8)$$

Telle est l'équation supplémentaire qui fixe la valeur maximum  $W$  de  $E$ .

En différenciant les équations (6) et (7), on obtient les relations :

$$\frac{m'}{m''} = \frac{p'}{p''} = \frac{E'}{E''} \quad (9)$$

En combinant les équations (9) et (4) et en substituant dans (3) les valeurs de  $E'$  et  $E''$  ainsi trouvées, on obtient la valeur maximum  $W$  de  $E$ , soit :

$$W = \frac{M^2 + m^2 - m'^2 - m''^2}{2M}$$

En revenant à nos notations initiales :

$$W = \frac{M_0^2 + m_0^2 - m'_0{}^2 - m''_0{}^2}{2M_0} c^2 \quad (10)$$

Telle est la relation donnant la valeur limite du spectre d'énergie de la particule  $m_0$ .

On voit donc que la détermination expérimentale de  $W$ , énergie limite du spectre, permet d'avoir une relation intéressante entre les masses des particules intervenant dans la désintégration du méson  $\mu$  et, en particulier, une relation entre les masses des particules neutres  $m'_0$  et  $m''_0$ .

Remarquons aussi que la détermination expérimentale de  $W$  permet, si on connaît les produits de désintégration, de mesurer la masse du méson  $\mu$  sans faire d'autres hypothèses que celles de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Il y a là une possibilité de vérifier expérimentalement les relations Energie-Parcours utilisées pour la détermination de la masse du méson  $\mu$  (7) (8) (9) (10).

Les résultats des calculs d'énergie de la particule chargée de la désintégration du méson  $\mu$ , se résument donc ainsi :

1°) - désintégration du méson  $\mu$  en 2 particules  $m_0$  et  $m'_0$  L'énergie  $E$  de  $m_0$  a une seule valeur possible, soit :

$$E = \frac{M_0^2 + m_0^2 - \pi'_0{}^2}{2 M_0} c^2$$

2°) - désintégration du méson  $\mu$  en 3 particules  $\pi_0, \pi'_0, \pi''_0$ . L'énergie  $E$  de  $\pi_0$  peut prendre toutes les valeurs comprises entre  $\pi_0 c^2$  et  $W$  défini par:

$$W = \frac{M_0^2 + m_0^2 - m'_0{}^2 - m''_0{}^2}{2 M_0} c^2$$

## Historique et Discussion des Expériences

L'interprétation la plus simple du cliché de Williams et Roberts était donc la désintégration du méson  $\mu$  en un électron et un neutrino, puisque l'énergie de l'électron était de  $70 \pm 35$  Mev, en accord avec la valeur théorique

$$\frac{M_0 c^2}{2} = 56 \text{ Mev environ}$$

1° - Ce n'est qu'en 1947 que cette hypothèse simple fut contredite par l'expérience : Adams Anderson et al. (11) publièrent un cliché analogue à celui de Williams et Roberts : désintégration dans le gaz d'une chambre de Wilson d'un méson  $\mu$  avec mesure possible de la quantité de mouvement de la particule chargée émise. Celle-ci mesurée avec précision était de 24 Mev  $\pm 1$  en contradiction absolue avec la valeur de 55 Mev attendue dans l'hypothèse de la désintégration en un électron et un neutrino.

Dès lors, deux hypothèses étaient possibles :

1) désintégration en un électron et un méson neutre  $\mu_0$ . Dans ce cas, tous les électrons devaient avoir une même énergie voisine de 24 Mev.

2) désintégration en plus de 2 particules : l'électron pouvait alors avoir toutes les énergies possibles jusqu'à un certain maximum.

A l'époque, la première interprétation (existence d'un méson neutre) paraissait la meilleure, d'autant plus que les mêmes auteurs (12) obtinrent un 2<sup>ème</sup> cliché analogue au premier, la quantité de mouvement de l'électron étant pratiquement la même que pour le premier cliché, soit 25 Mev  $\pm 1$ .

L'existence d'une seule valeur d'énergie pour le méson  $\mu$  semblait donc assez probable, et la valeur trouvée pour la masse du méson neutre  $\mu_0$  était 160 masses électroniques.

2° - Après les clichés importants du groupe d'Anderson, plusieurs courtes publications donnèrent des estimations plutôt que des mesures de l'énergie des électrons de désintégration. Ce sont toutes des expériences avec chambre de Wilson contenant des écrans et sans champ magnétique. Un méson  $\mu$  s'arrête dans un écran et l'électron est visible dans la chambre de Wilson sur un parcours assez grand pour que l'on puisse estimer son énergie par son scattering à la traversée des écrans successifs.

J.G.Retallack (13) conclut que l'énergie des électrons n'est pas incompatible avec une valeur unique du voisinage de 50 Mev.

C.Fowler et al (14) publient un cas où l'énergie de l'électron est  $15 \pm 3$  Mev .

J.L.Zar et al (15) publient 3 mesures  $13 \pm 3$   $18,4 \pm 4$   $50 \pm 15$

Kan-Chang-Wang et al (16) donnent 7 cas compatibles avec une énergie de  $52 \pm 10$  Mev.

3° - A ces publications, succèdent 2 travaux importants :

a) - au laboratoire de B. Rossi au M.I.T., R.W.Thompson (17) obtint 10 mesures d'énergie par courbure magnétique dans une chambre de Wilson déclenchée par coïncidences retardées (méthode décrite dans la 1<sup>ère</sup> partie, chapitre I, page 3 )

20-50      20-50       $42 \pm 12$        $43 \pm 9$        $40 \pm 8$        $40 \pm 12$        $42 \pm 8$        $48 \pm 10$        $53 \pm 15$       70?

L'hypothèse du groupe d'Anderson, d'une raie unique au voisinage de 25 Mev n'est donc pas valable. Il y a donc, ou bien un spectre d'énergie, ou bien 2 raies une au voisinage de 25 Mev, l'autre au voisinage de 45 Mev.

b) - au laboratoire de C.Powell à Bristol, Brown et al (18) mesurent l'énergie des électrons de désintégration par scattering dans les plaques photographiques (cf. 1<sup>ère</sup> partie, chapitre I page 2 ); dès l'apparition des plaques sensibles au minimum d'ionisation, 6 valeurs sont publiées :

$15 \pm 3$        $25 \pm 5$        $38 \pm 6$        $42 \pm 2$        $44 \pm 4$        $48 \pm 6$

Le faible nombre de mesures ne permet pas encore de trancher entre l'existence d'un spectre continu ou de deux raies.

4° - L'existence d'un spectre continu d'énergie pour l'électron de désintégration a été établie par diverses expériences utilisant des compteurs en coïncidences retardées (méthode décrite chapitre I page 3 ). Plusieurs expérimentateurs utilisèrent avec succès cette méthode F. Müller (19), M.M.Shamos (20), Hincks et Pontecorvo (21) et J. Steinberger (22) .

Toutes ces expériences sont très analogues et nous ne décrivons que celles de Steinberger à Chicago qui sont les premières démontrant d'une façon certaine l'existence d'un spectre continu d'énergie pour l'électron de désintégration du méson  $\mu$  . Ce type d'expérience consiste à mesurer le spectre d'absorption dans la matière, des électrons de désintégration.

Le schéma expérimental est représenté sur la figure (12)

A, B, C, D, sont des bancs de compteurs. a est un absorbant de Pb, b et c sont des absorbants de polystyrène ou de graphite.

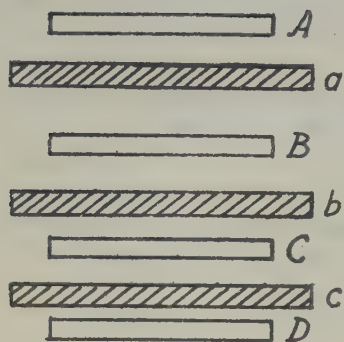


Fig. 12

On enregistre les coïncidences  $A, B, C, D$ , les impulsions des compteurs  $A$  et  $B$  étant retardées de 0,7 micro-seconde. D'autre part,  $A, B, C, D$ , sont en anti-coïncidence directe avec un temps de résolution inférieur à 0,7 micro-seconde. Les mésons  $\mu$  arrêtés dans  $b$  et dont l'électron de désintégration traverse les compteurs  $C$  et  $D$ , sont donc enregistrés.

La variation du taux de comptage avec celle de l'épaisseur de l'absorbant  $c$  permet de construire le spectre d'absorption des électrons de désintégration du méson  $\mu$ .

La précision est limitée d'abord par des raisons géométriques; en effet les mésons  $\mu$  enregistrés s'arrêtent à des profondeurs variables dans l'absorbant  $b$ , d'autre part la trajectoire de l'électron peut être très inclinée. Les parcours réels peuvent être donc assez différents, pour une même épaisseur d'absorbant.

Ensuite les phénomènes physiques du "scattering" et de la perte d'énergie par "Bremstrahlung" font que, pour un même parcours apparent, les énergies à l'émission de 2 électrons peuvent être notablement différentes.

Enfin, malgré toutes les précautions prises, il y a toujours un fond d'impulsions qui ne correspondent pas à des électrons de désintégration.

Le spectre et sa limite supérieure ne peuvent donc pas être déterminés avec précision. Les résultats de Steinberger montrent cependant avec certitude que le spectre d'absorption obtenu ne peut s'expliquer par une ou deux valeurs discrètes de l'énergie des électrons de désintégration du méson  $\mu$  et l'interprétation la plus simple est de supposer l'existence d'un spectre continu. L'interprétation des résultats de W. Thompson par l'existence de 2 raies n'est donc pas acceptable.

La précision des mesures de Steinberger ne permet pas d'obtenir la forme du spectre. Un maximum au voisinage de 40 Mev semble cependant probable alors que la valeur moyenne des énergies est voisine de 32 Mev.

5° - Le travail fondamental sur le spectre d'énergie de l'électron de désintégration du méson  $\mu$  est celui de Leighton, Anderson et Seriff (23) qui ont photographié 75 électrons de désintégration à la chambre de Wilson avec mesure de l'énergie par champ magnétique.

Le schéma expérimental est représenté sur la figure 13.  $A, B, C$  sont des bancs de compteurs,  $E$  est un écran de graphite.  $A$  et  $B$  sont en coïncidence.  $C$  est en anti-coïncidence.

Les mésons  $\mu$  s'arrêtant dans  $E$  et émettant leur électron dans le plan de la chambre sont enregistrés. C'est un schéma analogue à celui que nous avons utilisé. Aucune condition de traversée de compteurs n'est imposée à l'électron, si ce n'est de ne pas traverser  $C$ .

Sur les 75 mesures d'électrons effectuées, 42 correspondent à des mésons arrêtés dans le graphite, 12 dans le cuivre de la boîte des compteurs  $B$ , 11 dans la bakélite des parois de la chambre, 7 dans les parois de verre de la chambre, 1 dans le gaz de la chambre.

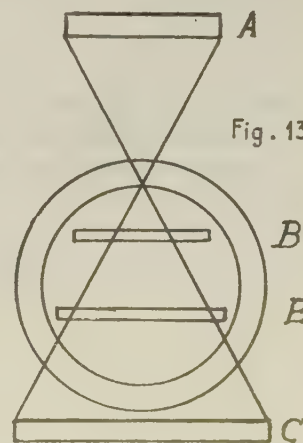


Fig. 13

Les résultats montrent clairement l'existence d'un spectre continu s'arrêtant au voisinage de 55 Mev. Aucune mesure d'énergie ne dépasse cette valeur limite.

De cette limite supérieure trouvée, on déduit de la connaissance de la masse du méson  $\mu$  que les masses des particules neutres émises sont très faibles.

Le nombre des mesures est assez grand pour donner une forme approchée du spectre, mais trop faible pour déterminer celui des spectres théoriques proposés (24) (25) qui est le spectre réel et vérifier qu'il est bien identique au spectre expérimental.

Le spectre obtenu est représenté sur la figure (30) de la page 70 .

Il est cependant possible de conclure que les 3 particules émises dans la désintégration du méson  $\mu$  ont une masse très faible et que le schéma :



de la désintégration du méson  $\mu$  en un électron et 2 neutrinos peut représenter ces résultats expérimentaux.

6° - A la suite de ce travail, le groupe de physiciens de Bristol (26) publièrent 85 mesures d'énergie d'électrons de désintégration dans les plaques photographiques. La valeur de l'énergie est déduite des mesures du scattering de la trajectoire; La précision des mesures est plus faible que celle des mesures effectuées par courbure dans une chambre de Wilson.

Les résultats sont en accord avec ceux du groupe d'Anderson au point de vue de la forme du spectre. Cependant une différence importante apparaît : 15 mesures dépassent la valeur limite de 55 Mev, la dernière étant  $99 \pm 13$  Mev.

Une interprétation de ces mesures pourrait être l'existence de quelques cas de désintégration du méson  $\pi$  en un électron et un neutrino, l'électron devant alors avoir une énergie de 75 Mev. Mais des expériences récentes de Berkeley (27) ont montré que ce mode de désintégration du méson  $\pi$  n'était pas observé ou tout au moins inférieur à 0,2%.

Ces valeurs aberrantes sont probablement dues à la méthode même de mesure par scattering. De nouvelles mesures sont en cours dans différents laboratoires pour étudier cette question des valeurs dépassant la limite théorique (28).

De toutes façons, cette méthode de détermination du spectre d'énergie des électrons de désintégration est trop différent de la méthode par chambre de Wilson, pour qu'on puisse réunir brutalement les séries de mesures et nous ne comparerons directement nos résultats qu'avec ceux du groupe d'Anderson.

## Chapitre V

### DETERMINATION DU SPECTRE PAR CHAMBRE DE WILSON

Le dispositif expérimental précédemment décrit (1<sup>ère</sup> partie, chapitre II) a été utilisé pour déterminer le spectre d'énergie de l'électron de désintégration du méson  $\mu$ . La méthode est la même que celle du groupe d'Anderson.

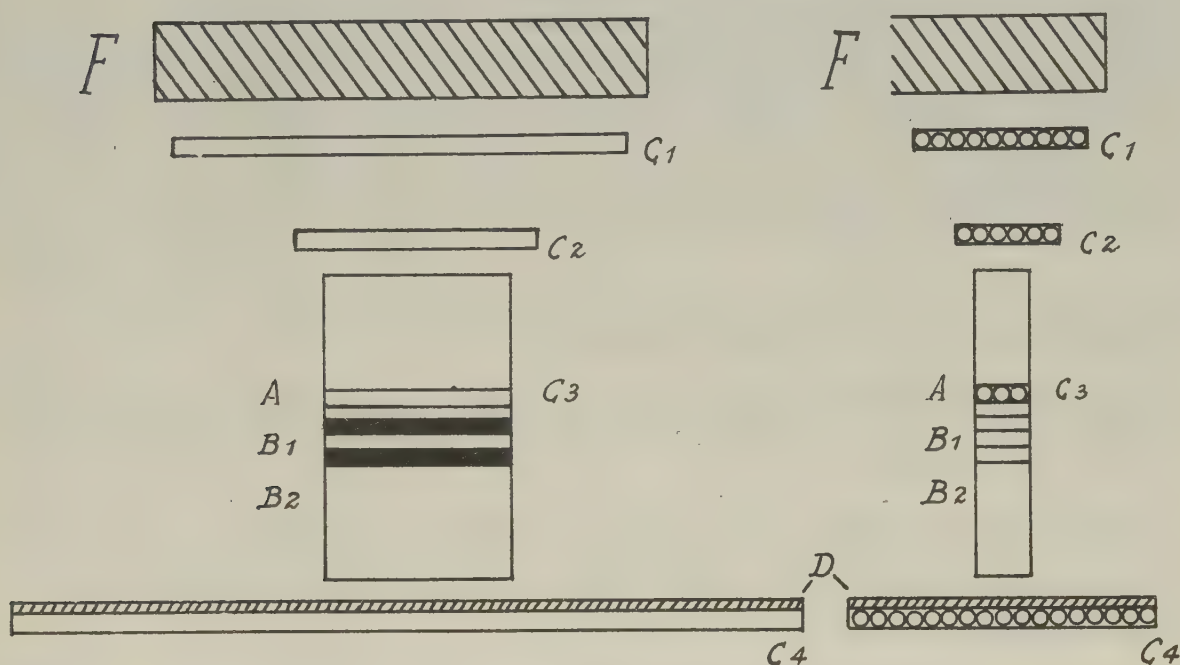


Fig. 14 - Schéma de l'expérience.

La figure 14 représente le schéma de principe de l'expérience. Un méson  $\mu$  traversant le télescope triple  $C_1C_2C_3$  et s'arrêtant dans les écrans  $B_1$  et  $B_2$ , déclenche la chambre. Lorsque l'électron de désintégration est émis dans le plan de la chambre, il est visible et la mesure de sa courbure permet de connaître son impulsion, donc son énergie.

Connaissant l'épaisseur de matière traversée par l'électron, entre l'extrémité de la trajectoire du méson  $\mu$  et la région de la chambre où est faite la mesure d'impulsion, on peut remonter à l'énergie de l'électron au moment de la désintégration du méson  $\mu$ .

#### Nature et épaisseur des écrans

Nous avons vu au chapitre II de la 1<sup>ère</sup> partie (page 9) que le rendement

était directement proportionnel au nombre de mésons arrêtés dans les écrans  $B$ , c'est-à-dire à leur épaisseur et leur densité.

Plusieurs conditions limitent cette épaisseur.

- 1 - Une trop grande épaisseur d'écrans introduit une erreur inacceptable sur la localisation dans l'écran du point où s'est produite la désintégration et, par là, une erreur sur l'énergie de l'électron.
- 2 - Si l'écran est trop épais, il est difficile d'être sûr que la trajectoire du méson et de l'électron se recoupent au même point et des erreurs d'identification de méson  $\mu$  accompagné d'électron, sont à craindre.
- 3 - Toujours pour avoir une très grande certitude sur l'identification du méson  $\mu$  et de son électron, il est utile de vérifier par son ionisation que la particule, responsable du déclenchement de la chambre et arrêtée dans l'écran, est bien un méson  $\mu$ . Avec un écran trop épais, les mésons  $\mu$  stoppés dans le bas de l'écran sont au minimum d'ionisation.
- 4 - Les considérations ci-dessus conduiraient à adopter un grand nombre d'écrans très minces séparés par de petits intervalles. La nécessité de laisser le maximum de place libre dans la chambre pour pouvoir faire les mesures de courbure limite beaucoup ce procédé.

L'utilisation d'une matière de  $Z$  moyen ou élevé pour constituer les écrans est à rejeter pour deux raisons fondamentales :

- 1°/ les mésons  $\mu$  négatifs sont capturés par les noyaux de  $Z$  élevé avec une probabilité proportionnelle à  $Z^4$ . Déjà dans l'aluminium ( $Z = 13$ ), la moitié seulement des mésons  $\mu$  négatifs se désintègre.
- 2°/ dans les noyaux de  $Z$  élevé, les électrons de désintégration perdent une partie importante de leur énergie par Bremstrahlung et comme cette perte d'énergie est sujette à des fluctuations très importantes, il est indispensable que cette perte d'énergie soit faible pour rendre les fluctuations négligeables.

Nous avons choisi le graphite ( $Z = 6$ ). L'épaisseur d'un écran est limitée par la condition imposée au méson  $\mu$  d'avoir une ionisation élevée au-dessus de cet écran pour être identifiable. L'épaisseur choisie est de 15 mm, ce qui donne au méson  $\mu$  s'arrêtant au bas de l'écran une ionisation de 4 fois le minimum. Si le méson fait un angle de  $60^\circ$  avec la verticale, son ionisation est de 2,5 fois le minimum dans les mêmes conditions.

Sa densité est 1,75. Elle est assez grande pour qu'une épaisseur de 1,5 cm arrête un nombre de mésons  $\mu$  par unité de temps qui ne soit pas trop faible. D'autre part, sa densité n'est pas trop forte pour que l'on puisse localiser assez bien dans l'écran l'endroit où s'est produite la désintégration et, par là, réduire l'erreur sur la perte d'énergie de l'électron dans l'écran.

Nous avons utilisé 2 écrans séparés par un espace libre de 3 cm, ce qui fait que nous disposons au-dessus de la boîte compteur et au-dessous du 2ème écran de 17,5 cm libres pour effectuer les mesures de courbure.

## Identification

Nous avons vu dans la première partie (Chapitre II page 13) qu'un cliché sur 150 en moyenne représentait un méson  $\mu$  avec son électron de désintégration se présentant dans des conditions telles qu'il pouvait être retenu pour la statistique.

Dans une série de clichés, nous voyons donc sur le plus grand nombre d'entre eux, des trajectoires qui ne sont pas celles du phénomène étudié. Il y a donc un problème important d'identification qui se pose.

Il est résolu de la façon suivante :

Lorsqu'on examine une série de clichés, on remarque facilement ceux qui représentent un méson  $\mu$  stoppé dans un écran. La variation de l'ionisation à la traversée des écrans est en effet très caractéristique et un méson  $\mu$  arrêté dans un écran ne peut être confondu avec un proton ou avec un électron. De plus, lorsqu'un méson  $\mu$  est ainsi repéré, la mesure de sa courbure au-dessus de la boîte compteur, permet de connaître sa quantité de mouvement et d'en déduire son parcours restant. On vérifie alors que ce parcours correspond bien à l'écran dans lequel le méson  $\mu$  s'est arrêté. Cette méthode ne permet pas de différencier le méson  $\mu$  d'un méson  $\pi$ , mais la proportion de ceux-ci est négligeable dans les conditions de notre expérience.

Dans 6 cas sur 7, l'électron de désintégration n'est pas visible ou bien sa trajectoire ne remplit pas les conditions de notre "critère de choix" qui sera exposé au paragraphe suivant. Dans le cas contraire, qui est celui qui nous intéresse, nous vérifions, au moyen de la photo de l'appareil de côté que les extrémités de la trajectoire du méson  $\mu$  et de l'électron coïncident bien dans l'espace et non pas seulement en projection sur le cliché de l'appareil central.

Evidemment une coïncidence fortuite entre l'extrémité de la trajectoire d'un méson  $\mu$  et une trajectoire d'électron de provenance quelconque est toujours possible. Mais, indépendamment de calculs qui seraient très compliqués et peu sûrs, il y a deux faits expérimentaux qui montrent que de telles erreurs d'identification sont très rares et négligeables.

Dans les 150 cas retenus :

- 1) aucun électron de désintégration n'a une énergie supérieure à la limite de 55 Mev environ prévue pour le spectre. Si des électrons de la composante molle du rayonnement cosmique avaient été pris à tort pour des électrons de désintégration de méson  $\mu$ , certains auraient eu des énergies supérieures à 55 Mev.
- 2) Nous avons toujours trouvé que l'électron, supposé être de désintégration avait le même signe que le méson  $\mu$ . Pour des coïncidences fortuites, il y a une probabilité d'un demi environ pour que les signes soient différents.

## Critère de choix des électrons

Un des problèmes les plus importants dans la détermination du spectre

est d'être certain que le dispositif expérimental ou la manière dont on choisit les électrons à retenir, ne déforme pas le spectre en favorisant certaines énergies dans le spectre par rapport à d'autres.

1) Etudions d'abord l'influence du dispositif expérimental sur l'énergie des électrons de désintégration.

Cette influence ne peut venir que des conditions imposées à l'électron pour qu'il soit photographié. Une seule condition est imposée pour que la photographie soit prise: c'est de ne pas atteindre le banc de compteurs d'anti-coïncidence  $C_H$ , ce qui empêcherait le déclenchement de la chambre.

Cette condition est très importante, car la probabilité pour un électron de désintégration d'atteindre les compteurs d'anticoïncidence augmente avec l'énergie. C'est pour ce motif que les compteurs  $C_H$  sont recouverts d'un écran de plomb D destiné à arrêter les électrons de désintégration. Son épaisseur est de 16 mm.

Tous les électrons mesurables ne sont pas émis dans une direction telle que le prolongement de leur trajectoire atteindrait la boîte  $C_H$ . Le calcul exact de la proportion de ceux qui atteignent  $C_H$  est très compliqué à cause de la courbure dans le champ magnétique, mais on peut lui donner comme limite supérieure environ  $\frac{1}{5}$ . Cette limite est d'ailleurs justifiée expérimentalement en regardant parmi les électrons émis vers le haut, ceux dont le prolongement de la trajectoire atteindrait une boîte de compteurs, symétrique de  $C_H$  par rapport au centre de la chambre.

Parmi la proportion  $\frac{1}{5}$  des électrons, qui atteindrait  $C_H$  s'il n'y avait pas l'écran D, tous ne sont pas perpendiculaires à l'écran D. Nous obtiendrons donc une limite supérieure de la probabilité de traversée en supposant qu'ils traversent 16 mm de plomb seulement. La limite du spectre étant au voisinage de 55 Mev, supposons que l'électron a 55 Mev, pour nous placer toujours dans le cas le plus défavorable. L'électron perdra 25 Mev par ionisation. La probabilité pour que par Bremstrahlung, cet électron perde moins de  $55 - 25 = 30$  Mev est de 15% (31).

Donc, la probabilité pour qu'un électron de haute énergie du spectre s'élimine en déchargeant les compteurs  $C_H$  est inférieure à 3%. Cet effet est négligeable et le dispositif expérimental permet donc de photographier les électrons de désintégration avec une égale probabilité quelle que soit leur énergie.

Leighton, Anderson et Sériff, dans leur expérience analogue étudiée plus haut, n'avaient pas d'écrans protecteurs de l'anticoïncidence.

Ces auteurs indiquent que l'épaisseur des parois de la chambre et des considérations géométriques conduisent à admettre que le nombre d'événements éliminés par cet effet est inférieur à 10%. Le spectre d'énergie publié par ces auteurs pourrait donc être situé légèrement au-dessous du spectre réel dans la région des plus grandes énergies. Nous reviendrons sur ce point lorsque nous comparerons ce spectre à nos résultats.

2) Les électrons étant photographiés indépendamment de leur énergie, nous devons choisir les électrons à mesurer pour la statistique d'après certains critères qui assurent l'indépendance du choix par rapport à l'énergie.

Le 1<sup>er</sup> critère qui vient à l'esprit est le suivant : Nous choisissons tous les électrons ayant une longueur de trajectoire visible suffisante pour faire une mesure de leur énergie avec une précision suffisante, par exemple supérieure à  $\pm 10\%$ . Ce critère est le plus avantageux au point de vue du rendement puisqu'il est le moins restrictif possible.

Malheureusement il est loin de définir un choix indépendant de l'énergie. Il favorise beaucoup les électrons des faibles énergies par rapport aux fortes. En effet, la trajectoire des électrons dans le champ magnétique étant une hélice circulaire, la longueur visible de trajectoire est indépendante de l'énergie et dépend uniquement de la direction d'émission. Les trajectoires visibles sont donc des arcs de cercles dont la longueur est indépendante de l'énergie. Or, à longueur de trajectoire égale, un électron de faible énergie est mesurable avec une précision qui croît comme l'inverse de la courbure donc de l'énergie, puisque la mesure de courbure revient à une mesure de la flèche d'un arc de cercle. L'application du critère indiqué plus haut transformerait donc un spectre plat en un spectre en  $\frac{1}{E}$ .

Puisque la longueur de trajectoire visible est indépendante de l'énergie et ne dépend que de la direction d'émission, on pourrait par exemple, prendre le critère suivant : " Nous choisissons tous les électrons ayant une longueur de trajectoire visible supérieure à une certaine longueur  $l$ ".

Ce critère n'est pas encore parfait : en effet il est possible qu'un électron choisi d'après ce critère n'ait pas été choisi si son énergie avait été différente. Ce cas peut se produire, par exemple, si la trajectoire était sortie de la chambre ou avait été masquée par un écran pour une énergie différente. Ce cas est illustré par l'exemple de la planche ( IV ). Ce cliché représente un méson arrêté dans l'écran  $B_1$ . L'électron de désintégration est visible entre les 2 écrans  $B_1$  et  $B_2$  et son énergie (faible) est mesurable avec précision. Mais on voit que, si l'énergie avait été plus grande, il aurait pénétré dans l'écran  $B_2$  et nous aurions eu une longueur de trajectoire beaucoup plus faible empêchant toute mesure d'énergie.

Nous prenons donc le critère suivant, entièrement indépendant de l'énergie "Etant donné un méson avec son électron, pour que l'électron soit retenu, il faut que tout électron, qui serait parti suivant la même direction mais avec une énergie différente dans le domaine d'énergie envisagée, ait eu une longueur de trajectoire visible supérieure à une certaine longueur  $l$ "

Il reste à préciser la longueur  $l$  et le domaine d'énergie envisagé.

Nous avons pris  $l$  égal à 9 cm, ce qui donne les mesures d'une précision nettement supérieure à  $\pm 10\%$  dans la plupart des cas.

Le domaine d'énergie envisagé peut être limité supérieurement à 60 Mev environ sans difficulté. Sa limite inférieure devrait être 0. Mais il est bien évident que c'est impossible, puisque les électrons de très faible énergie ne peuvent pas sortir des écrans. Nous devons donc limiter inférieurement, à 15 Mev environ, le domaine d'énergie envisagé pour le critère que nous avons utilisé. Cette restriction n'est pas très grave. En effet, il y a très peu d'électrons d'énergie inférieure à cette valeur et tous les spectres théoriques ont sensiblement la même forme au-dessous de 15 Mev. D'autre part, en comparant les spectres théoriques à nos résultats expérimentaux, il ne semble pas que nous ayons laissé échapper beaucoup d'électrons d'énergie très faible. Par contre, il est évident que nous ne

pouvons pas affirmer l'inexistence d'une raie ou d'une bosse dans le spectre pour des énergies de quelques Mev.

On peut trouver trop restrictif le critère utilisé pour le choix des électrons. On aurait pu, par exemple, utiliser tous les électrons mesurables en affectant chacun d'un poids statistique correspondant à la probabilité qu'il soit mesuré en fonction de son énergie. Le calcul de ce coefficient correctif serait extrêmement compliqué et cette méthode ne paraît pas utile, vu le faible nombre d'électrons mesurables éliminés par notre critère.

3) 23.000 photos ont été prises, 150 représentent un méson  $\mu$  avec son électron de désintégration, remplissant les conditions imposées par notre critère du paragraphe ci-dessus. 108 représentent des mésons  $\mu$  arrêtés dans les écrans  $B_1$  et  $B_2$  en graphite.

37 représentent des mésons  $\mu$  arrêtés dans la boîte de compteurs  $C_3$  dont environ 25 dans le plexiglass et 12 dans le verre des compteurs. Enfin 5 représentent des mésons  $\mu$  arrêtés dans le plexiglass du bas de la chambre dont l'électron de désintégration remontait dans la chambre. Les planches V et suivantes montrent des exemples de clichés.

## CHAPITRE VI

### MESURES ET CORRECTIONS

L'objet de ce chapitre est la description des opérations nécessaires à la détermination, à partir d'un cliché, de l'énergie  $E$  de l'électron à son émission.

Celle-ci consiste à mesurer l'énergie  $E_1$  de l'électron à la sortie des écrans par sa courbure dans le champ magnétique, puis à repérer l'endroit dans l'écran où s'est produite la désintégration. Ensuite, il faut ajouter à l'énergie  $E_1$  précédemment mesurée, l'énergie  $E_2$  perdue par l'électron dans l'écran avant qu'il atteigne la zone de mesure de courbure.

La mesure de l'énergie  $E$  se décompose donc en plusieurs étapes qui vont être analysées.

#### Mesure de Courbure

La première étape est la mesure de la courbure de la trajectoire de l'électron.

Elle est faite en cherchant la coïncidence entre la trajectoire projetée et un des cercles étalons tracés sur un écran mobile. Ces cercles ont des rayons de courbure régulièrement croissants.

C'est la méthode classique utilisée au laboratoire de L. Leprince-Ringuet depuis de nombreuses années. Elle permet de mettre facilement en évidence une éventuelle déformation locale de la trajectoire. D'autre part, toujours en cherchant à faire coïncider la trajectoire avec un cercle étalon, elle permet de repérer le cercle à partir duquel la coïncidence n'a plus lieu et donc de chiffrer l'erreur sur la mesure de courbure.

Nous avons donné comme limite d'erreur probable sur la mesure de courbure, la valeur correspondant aux cercles qui, manifestement, ne coïncident plus avec la trajectoire, lorsqu'on fait défiler les cercles de rayons croissants ou décroissants.

Ce procédé est évidemment assez subjectif. Des mesures effectuées par des expérimentateurs différents donnent cependant des résultats cohérents.

Rien, a priori, ne permet d'affirmer que la limite d'erreur probable ainsi déterminée corresponde à une erreur probable sur la courbure au sens statistique du mot en admettant que la loi de probabilité de la courbure d'une trajectoire soit une loi de Gauss. Nous pensons toutefois que l'erreur ainsi déterminée est bien de l'ordre de grandeur l'erreur probable; en effet dans l'expérience de mesure de la masse du méson  $\mu$  effectuée en collaboration avec C. Peyrou (7), nous avons appliqué cette méthode pour la mesure de la quantité de mouvement du méson  $\mu$ . Or nous avons constaté que la dispersion des diverses valeurs des impulsions des mésons  $\mu$  (qui avaient des parcours restant égaux) était bien celle qu'on

devait attendre avec les erreurs probables que nous estimions dans nos mesures par le procédé décrit ci-dessus.

Cette remarque est importante, car nous ferons par la suite des calculs statistiques à partir de la série des mesures de l'énergie des électrons de désintégration; il est essentiel de connaître la probabilité pour que l'énergie des électrons soit en dehors des limites que nous donnons, pour déterminer les écarts probables autour des constantes du spectre que nous donnerons.

Nous avons vu au chapitre précédent (page 37) que tous les électrons retenus pour la statistique ont une longueur de trajectoire supérieure à 9 cm. Pour une énergie de 35 Mev, le rayon de courbure est de 30 cm. La flèche est donc supérieure à :

$$y = \frac{g^2}{8 \times 30} = 0,34 \text{ cm}$$

Lorsqu'on recherche la coïncidence d'une trajectoire avec un cercle étalon, on ajuste le mieux possible les extrémités et on regarde si, au centre, il existe un écart entre le cercle et la trajectoire. Or un écart d'un tiers de millimètre est nettement visible. L'erreur relative sur la courbure dans le cas extrême d'une trajectoire de 9 cm est de  $\pm 10\%$ . Cette erreur est un peu plus grande pour les électrons de grande énergie. Dès que la longueur de la trajectoire de l'électron augmente, la précision augmente rapidement puisque la flèche varie comme le carré de la longueur de l'arc. La précision des mesures de courbure est donc en général supérieure.

### Scattering Multiple de l'Electron dans le gaz de la chambre.

La diffusion coulombienne de l'électron (scattering) de la trajectoire du gaz de la chambre introduit une erreur supplémentaire sur l'énergie mesurée.

Nous employons indifféremment l'expression quantité de mouvement ou énergie ( $E_1 = \pi c^2$ ) pour les électrons de désintégration, bien que ce soit la quantité de mouvement qui soit déterminée par la courbure. En effet, ces 2 quantités sont pratiquement égales pour un électron dans le domaine d'énergie que nous étudions.

En effet :

$$E_1 = \pi c^2 = \frac{\pi v c}{\beta}$$

Or, pour un électron de 5 Mev, on a déjà  $\beta = 0,995$ . La différence n'a donc pas de sens avec la précision de nos mesures.

On a donc :  $E_1 = 300 \text{ Hr}$

$E_1$  = énergie de l'électron en millions d'électrons-volts.

$H$  = champ magnétique en gauss

$r$  = rayon de courbure en centimètres.

Le phénomène du scattering introduit une courbure parasite que l'on peut calculer de la façon suivante.

Après une traversée de matière égale à  $x$  cm, l'écart quadratique moyen en projection de la trajectoire réelle par rapport au prolongement de la trajectoire, est donné par la formule :

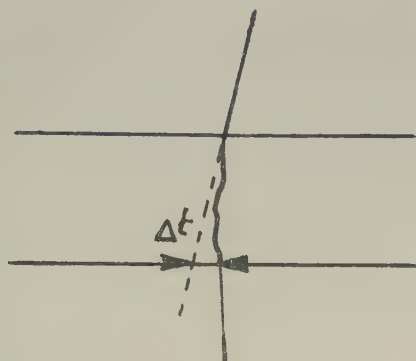


Fig. 15

$$\Delta t = \frac{1}{\sqrt{6}} \frac{E_s}{p\beta c} \sqrt{\frac{x^3}{X}}$$

$E_s$  est une constante égale à 21 Mev,  $p$  est la quantité de mouvement de la particule.

$c$  la vitesse de la particule

$x$  la longueur de la trajectoire,

$X$  la longueur de radiation du milieu soit 44,2 gr/cm<sup>2</sup> pour l'air.

En admettant que cette perturbation transforme la trajectoire en cercle, ce qui est justifié ici par la faible influence de ce scattering multiple, cette courbure parasite introduit une erreur  $\Delta y$  sur la flèche  $y$  égale à (Richard-Foy, Bethe, (28 bis)).

$$\Delta y = \frac{1}{4} \Delta t$$

d'où :

$$\Delta y = \frac{1}{4\sqrt{6}} \frac{E_s}{E_1} \sqrt{\frac{x^3}{X}}$$

Nous avons d'autre part :

$$y = \frac{x^2}{8r}$$

$r$  est le rayon de courbure de la trajectoire. Il est donné par :

$$r = \frac{E_1}{300 H}$$

d'où :

$$\frac{\Delta y}{y} = \frac{2 E_s}{\sqrt{6} 300 H \sqrt{X \cdot x}}$$

On constate que, dans le domaine d'énergie qui nous occupe, l'erreur relative ainsi introduite est indépendante de l'énergie et décroît comme la racine carrée de la longueur de la trajectoire. Pour la valeur minimum de  $x$ , soit 9 cm, elle est de :

$$\frac{\Delta y}{y} = 0,025$$

avec  $E_S = 21 \text{ Mev}$ ,  $H = 3.800 \text{ gauss}$ ,  $X = \frac{44,2 \cdot 10^3}{1,3} \text{ cm}$ ,  $x = 9 \text{ cm}$ .

L'erreur due au scattering multiple est donc toujours inférieure à 4% : en moyenne elle est de 2%.

A l'erreur de mesure sur  $E_1$ , nous devons donc ajouter quadratiquement cette erreur de mesure, due au scattering, pour obtenir l'erreur probable sur  $E_1$ .

### Inclinaison de la trajectoire par rapport au champ magnétique

En fait la formule exacte donnant la quantité de mouvement à partir de la courbure est la suivante :

$$m v c = \frac{300 H r}{\cos \theta}$$

$H$  = champ magnétique en gauss

$\theta$  = angle de la tangente à la trajectoire, qui est une hélice circulaire, avec un plan perpendiculaire au champ magnétique.

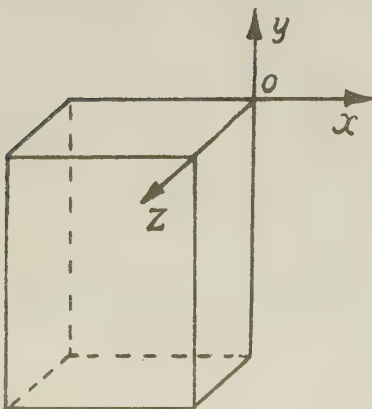
$r$  = rayon de courbure du cercle projection de l'hélice.

$\cos \theta$  = est toujours très voisin de 1, puisque les trajectoires mesurées sont obligatoirement dans un plan voisin de celui de la glace avant de la chambre. Cette correction n'est pas forcément négligeable et surtout elle est toujours dans le même sens.

Il est donc nécessaire de mesurer cet angle  $\theta$  : on utilise pour cela la photo donnée par la caméra de côté.

Soit un trièdre trirectangle  $Oxyz$ .  $Ox$  et  $Oy$  sont parallèles à la glace avant, donc perpendiculaires à l'axe du champ magnétique  $H$ .  $Ox$  est horizontal,  $Oy$  vertical.  $Oz$  est donc parallèle au champ magnétique.

Soit 2 points  $M_1$  et  $M_2$  de la trajectoire de cotes respectives  $Z_1$  et  $Z_2$



On a :

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{Z_2 - Z_1}{M_1 M_2} \quad (1)$$

La longueur  $M_1 M_2$  est mesurée sur le cliché de la caméra du milieu.

Soit  $\alpha$  l'angle des directions de visée des 2 caméras. Les axes  $Ox$  et  $Oy$  se projettent sur les clichés suivant 2 axes rectangulaires.

Soit  $x_1, y_1$  et  $x_2, y_2$  les coordonnées de  $M_1$  et  $M_2$  sur le cliché du milieu.

Soit  $x'_1, y'_1$  et  $x'_2, y'_2$  les coordonnées de  $M_1$  et  $M_2$  sur le cliché de côté.

Fig. 16

On a évidemment  $y_1 = y'_1$   $y_2 = y'_2$

La quantité  $z_2 - z_1$  de la formule (1) est donnée par l'équation

$$z_2 - z_1 = \frac{x_2^2 - x_1^2 - (x_2 - x_1) \cos \alpha}{\sin \alpha}$$

Soit  $dl$  l'erreur sur la mesure des longueurs  $M_1 M_2$ ,  $(x_2 - x_1)$  et  $(x'_2 - x'_1)$ . L'erreur correspondante  $dZ$  sur  $z_2 - z_1$  est donc :

$$dZ = \frac{2 dl}{\sin \alpha}$$

L'erreur sur  $\tan \theta$  est donc :

$$d \tan \theta = \frac{2 dl}{l \sin \alpha}$$

Comme  $\cos \theta$  est voisin de 1, l'erreur sur  $\cos \theta$  est :

$$d \cos \theta = \sin \theta d \theta \sim \sin \theta d \tan \theta = \frac{2 \sin \theta dl}{l \sin \alpha}$$

$\sin \alpha$  a pour valeur 0,22

$l$  est en général de l'ordre de 10 cm.

$dl$  est de l'ordre d'un demi-millimètre.

On a donc :

$$d \cos \theta \sim \frac{4}{100} \sin \theta$$

La valeur maximum de  $\sin \theta$  est 0,5, mais le plus souvent  $\sin \theta$  est inférieur à 0,2. L'erreur sur  $\cos \theta$  est donc, dans la grande majorité des cas, inférieure à 1%.

En résumé l'énergie  $E_1$  des électrons à la sortie de l'écran est affectée de 3 erreurs; la première est l'erreur de mesure proprement dite; la deuxième, due au scattering multiple, est un peu plus faible, de l'ordre de 3 à 4%. La 3<sup>ème</sup> est causée par la mesure de l'inclinaison de la trajectoire; elle est, la plupart du temps négligeable.

Les 3 erreurs s'ajoutent quadratiquement, pour donner l'écart probable de l'énergie  $E_1$ . La précision moyenne sur  $E_1$  est de 5 à 6%.

Après la détermination de  $E_1$ , énergie de l'électron à la sortie de la zone des écrans, il faut mesurer l'énergie perdue dans l'écran par l'électron entre son émission et l'endroit où est faite la mesure de courbure.

Il est facile de voir sur le cliché le point où émerge l'électron. Nous allons étudier la détermination du point de départ  $N$  de l'électron dans l'écran.

## Détermination du Point M

Ce point  $M$  est l'extrémité de la trajectoire du méson  $\mu$  ; nous allons déterminer la position la plus probable du point  $M$  et l'entourer d'une petite surface  $S$  dont les frontières correspondent aux limites d'erreurs probables sur la détermination du point  $M$ .

Deux méthodes sont possibles pour cette détermination : le point  $M$  étant l'extrémité de la trajectoire du méson  $\mu$ , on peut déterminer sa position en prolongeant sa trajectoire dans l'écran d'une quantité égale à son parcours restant. Celui-ci est déduit de la mesure de la quantité de mouvement du méson au-dessus de la boîte compteur.

La 2<sup>ème</sup> méthode utilise le recoupement des trajectoires, prolongées dans l'écran, du méson et de l'électron.

Dans les deux méthodes, diverses erreurs conduisent à entourer le point  $M$  d'une surface  $S$  d'indétermination définissant l'erreur probable de position de  $M$ .

Les détails concernant la détermination de  $M$  et de la surface d'erreur  $S$  sont décrits dans l'annexe, à la fin du présent chapitre.

## Calcul de l'Energie Perdue dans les Ecrans.

Nous connaissons donc la position la plus probable du point de départ  $M$  de l'électron avec son erreur probable de position. Nous connaissons le point de l'écran où est sorti l'électron. On peut donc mesurer le parcours  $L + \Delta L$  de l'électron à l'intérieur de l'écran en tenant compte de la courbure par champ magnétique si c'est nécessaire.

Nous devons maintenant calculer l'énergie  $E_2 \pm \Delta E_2$  perdue par l'électron pendant le parcours  $L \pm \Delta L$ .

En traversant la matière, les électrons perdent leur énergie par 2 processus différents, 1° - par freinage électromagnétique (Bremstrahlung), 2° - par ionisation.

La perte d'énergie par ionisation est bien connue; elle n'est pas susceptible de fluctuations importantes. Au contraire la perte d'énergie par Bremstrahlung présente de grandes fluctuations. En effet la probabilité qu'un électron perde brusquement une partie importante de son énergie est assez grande. Ces fluctuations sont très gênantes et il est absolument indispensable que la perte d'énergie moyenne soit faible pour que les fluctuations elles-mêmes deviennent petites et négligeables. Il y a là une condition impérative pour choisir, pour les écrans, une matière de nombre atomique  $Z$  le plus faible possible.

C'est la raison principale qui nous a dicté le choix du graphite. La surface des écrans devant être réfléchissante pour des raisons d'uniformité d'éclairement des gouttelettes de brouillard, nous avons recouvert les écrans de miroirs d'aluminium d'épaisseur très faible (0,6 mm). La boîte compteur elle-même est en plexiglass et les compteurs sont des tubes de verre (silice  $Z = 14$ ) de faible épaisseur 1 mm. Les parois de la chambre sont en plexiglass et nous avons pu utiliser pour la statistique les électrons de désintégration provenant des mésons  $\mu$  arrêtés dans les parois inférieures de la chambre.

et qui répondaient à toutes les conditions imposées par notre critère de choix.

Laissons de côté pour l'instant la question des fluctuations de perte d'énergie par Bremstrahlung et étudions la perte d'énergie moyenne par ionisation et par Bremstrahlung.

1° - Par ionisation.

L'ensemble des 2 écrans et de la boîte compteurs est équivalente à 7,41 gr/cm<sup>2</sup> de graphite.

2° - Par Bremstrahlung.

Nous pouvons calculer la fraction de longueur de radiation que représente l'ensemble boîte compteurs et écrans. La longueur de radiation du graphite est 52 gr/cm<sup>2</sup>, celle du verre que nous assimilons à de la silice pure 25 gr/cm<sup>2</sup>, celle de l'aluminium 26,5 gr/cm<sup>2</sup> et celle du plexiglass de l'ordre de 75 gr/cm<sup>2</sup>.

L'ensemble boîte compteurs et écrans représente donc une fraction de longueur de radiation égale à 0,165 pour une traversée perpendiculaire aux écrans. Comme l'épaisseur totale est de 7,41 gr/cm<sup>2</sup>, la longueur de radiation équivalente de l'ensemble est  $\frac{7,41}{0,165} = 45$  gr/cm<sup>2</sup>. C'est pratiquement la longueur de radiation de l'air (44,2 gr/cm<sup>2</sup>). Donc

au point de vue de la perte d'énergie par radiation, l'ensemble se comporte comme l'air.

Il se trouve qu'au point de vue de la perte par ionisation, l'ensemble écrans et "boîte compteurs" peut également être assimilé à de l'air (les longueurs étant exprimées en gr/cm<sup>2</sup>).

Pour calculer la perte d'énergie moyenne par radiation et ionisation, nous avons utilisé les résultats des calculs de Heitler donnés dans le Quantum Theory of Radiation (30), relatifs au parcours des électrons dans l'air. La relation énergie-parcours pour les électrons dans l'air est représentée par la figure 17.

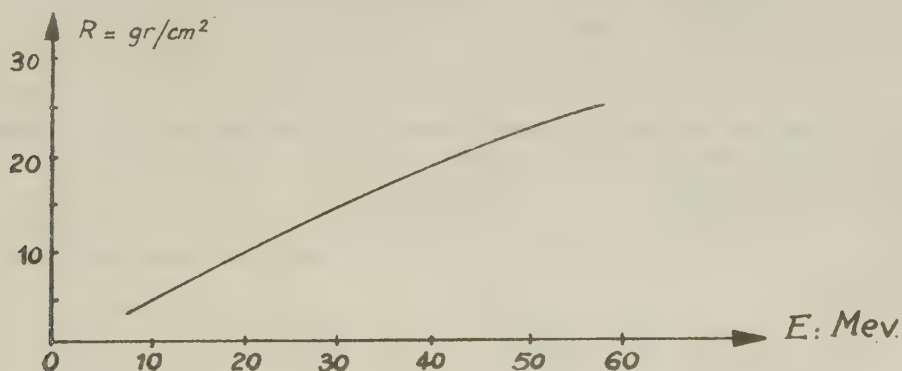


Fig. 17

Etudions maintenant la question des fluctuations de perte d'énergie par Bremstrahlung.

La longueur de radiation équivalente des écrans étant 45 gr/cm<sup>2</sup>, pour

une traversée de matière de  $x$  gr/cm<sup>2</sup>, un électron de très grande énergie  $E$  perd en moyenne une énergie égale à  $\frac{x}{45} E$ . Ceci est vrai pour des électrons énergiques pour les quel la section efficace de perte d'énergie par Bremstrahlung a atteint sa valeur maximum. Or l'énergie des électrons de désintégration du méson  $\mu$  est inférieure à 55 Mev. Pour cette valeur, la section efficace est égale seulement aux  $\frac{2}{3}$  environ de sa valeur maximum. Tout se passe donc comme si les écrans avaient une longueur de radiation égale à  $\frac{3}{2}$  fois de 45, soit 67,5 gr/cm<sup>2</sup> et les électrons une très grande énergie.

La probabilité d'une certaine fluctuation autour de la valeur moyenne de la perte d'énergie a été calculée par Bethe et Heitler (31). Ces auteurs donnent des courbes qui permettent de calculer pour une certaine traversée de matière la probabilité d'une perte d'énergie donnée. Ces courbes s'appliquent à des électrons de très grande énergie pour lesquels la section efficace de Bremstrahlung est maximum. Nous allons les utiliser pour des électrons de 55 Mev en prenant une longueur de radiation de 67,5 cm comme il a été indiqué plus haut.

La valeur moyenne de la longueur  $L$  traversée par les électrons dans la matière est de 2,7 gr/cm<sup>2</sup>, ce qui correspond à une fraction de longueur de radiation égale à  $\frac{2,7}{67,5} = 0,04$ .

Les courbes de Bethe et Heitler indiquent que la probabilité pour qu'un électron ait son énergie réduite par un facteur supérieur à  $\frac{9,5}{10}$  est inférieure à 1%.

Or cette probabilité a été déterminée pour un électron de 55 Mev. L'énergie moyenne des électrons étant de 34 Mev, on voit que cette probabilité est encore plus faible. Pour nos 150 mesures d'énergie d'électrons, probablement 1 ou 2 ont perdu accidentellement une énergie supérieure au  $1/10^e$  de leur valeur, c'est-à-dire de l'ordre de 3,4 Mev.

Reporté sur nos 150 mesures, cela correspond à une perte d'énergie de  $\frac{3,4}{150}$  ou  $\frac{3,4}{75}$  Mev soit 0,022 ou 0,045 Mev pour chaque électron.

Les fluctuations de pertes d'énergie par Bremstrahlung sont donc négligeables. Cela vient de ce que la perte moyenne par Bremstrahlung est elle-même très faible. Nous ne tenons donc compte que des pertes moyennes d'énergie par Bremstrahlung et par ionisation qui sont données par la figure (17).

A la longueur de traversées  $L \pm \Delta L$ , correspond une perte d'énergie égale à  $E_2 \pm \Delta E_2$ .

Pour les 150 mesures, la valeur moyenne de  $E_2$  est de 6,2 Mev et la valeur moyenne de  $\Delta E_2$  de l'ordre de 1 Mev.

L'énergie de l'électron de désintégration à son émission avec son erreur probable  $E$  est donc :

$$E = E_1 + E_2$$

$$\Delta E = \sqrt{\Delta E_1^2 + \Delta E_2^2}$$

La valeur moyenne de  $\frac{\Delta E}{E}$  est 6%.

En général, les électrons de faible énergie sont mesurés avec une précision relative plus grande que ceux de grande énergie. Ceci vient de ce que leur courbure plus grande permet une mesure plus précise de  $E_1$ .

### Exemple d'une Détermination d'Énergie.

Donnons maintenant un exemple de toutes les opérations effectuées pour la mesure de l'énergie d'un électron de désintégration :

Prenons l'exemple de la planche VIII.

La valeur du champ magnétique, notée à chaque détente, était de 3710 gauss. :

1 - Calcul de  $E_1$ , énergie de l'électron au-dessus de la boîte compteur : le rayon de courbure mesuré de l'électron est  $38,5 \pm 1,5$  cm. La différence de coté  $z_2 - z_1$  est de 10 mm pour une longueur de trajectoire de 160 mm. Il en résulte une valeur de  $\cos \theta$  égale à 0,998 que nous assimilons à 1 :

L'énergie  $E_1$  est donc égale à 42,8 Mev.

L'incertitude résultant de l'imprécision de mesure de courbure est de  $\pm 1,6$  Mev. L'application de la formule du scattering multiple (cf page 41) donne une incertitude supplémentaire de  $\pm 1,7$  Mev.

L'erreur sur  $E_1$  est donc :

$$\Delta E_1 = \sqrt{1,6^2 + 1,7^2} = 2,3 \text{ Mev},$$

2 - Détermination de  $M$  : (cf annexe page 51)

a) le rayon de courbure du méson est de  $63 \pm 4$  cm. Son impulsion est donc :  $70 \pm 4,2$  Mev

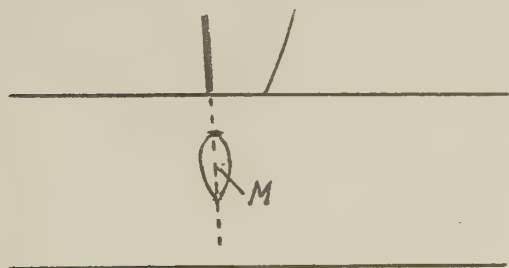


Fig. 18

Le parcours restant est donc  $2,8 \pm 0,5$  gr/cm<sup>2</sup>. On détermine donc le point  $M$  avec une incertitude longitudinale  $\Delta l$  de  $\pm 2,5$  mm. Le parcours restant au-dessus de l'écran d'arrêt est de 1,05 gr/cm<sup>2</sup>. Donc l'incertitude transversale  $\Delta t$ , donnée par la courbe de la figure 22 de la page 54, est de 1,2 mm. Le point  $M$  est donc déterminé avec une ellipse d'erreur probable comme l'indique la figure 18.

b) Utilisons maintenant le recoupement de la trajectoire du méson  $\mu$  et de l'électron pour déterminer  $M$ . nous avons toujours l'incertitude transversale  $\Delta t$  sur la trajectoire du méson. Il y a, de même, une incertitude  $\Delta t'$  transversale par rapport à la

trajectoire de l'électron. Celle-ci est égale à 1mm (cf. figure 24 page 55). Le point *M* est donc déterminé avec son erreur comme l'indique la figure 19.

La considération des figures 18 et 19 montre que le point *M* est déterminé avec une aire d'incertitude que l'on peut assimiler à un cercle de rayon 1,5 mm. Il reste à mesurer le parcours de l'électron dans la boîte compteur et dans le premier écran. Il est de  $2,98 \pm 0,29$  cm. Il en résulte une perte d'énergie  $E_2$  égale à  $7,2 \pm 0,7$  Mev. D'où l'énergie de l'électron à l'émission.

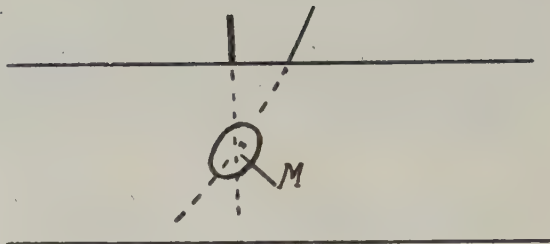


Fig. 19

$$E = E_1 + E_2 = 42,8 + 7,4 = 50,2 \text{ Mev}$$

L'erreur  $\Delta E$  est de :  $\Delta E = \sqrt{2,3^2 + 0,7^2} = 2,5 \text{ Nev}$

D'où :

$$E = 50,2 \pm 2,5 \text{ Mev}$$

## Résultats

Le tableau suivant résume les résultats de 150 mesures d'énergie d'électrons de désintégration. Il donne l'énergie, l'erreur, le signe et la matière où s'est arrêté le méson.

Nous avons 80 électrons positifs et 70 électrons négatifs. Les nombres d'électrons émis vers le haut ou vers le bas sont du même ordre.

Les lettres *C*, *V* et *P* indiquent la matière dans laquelle se sont arrêtés les mésons  $\mu$  :

*C* = Graphite      *V* = Verre      *P* = Plexiglass

C - 7,6 ± 0,8  
 P - 9,6 ± 0,7  
 V - 10 ± 0,6  
 C - 10,1 ± 0,5  
 P - 11,2 ± 1,2  
 C - 12,2 ± 0,5  
 C - 12,2 ± 2,4  
 C + 13,1 ± 0,7  
 C - 13,5 ± 0,5  
 V - 14 ± 0,7  
 P + 14 ± 0,5  
 P - 14,7 ± 0,5  
 C + 14,8 ± 1,5  
 P - 15,1 ± 1  
 C + 15,7 ± 1  
 V + 17,1 ± 1  
 C + 17,4 ± 0,6  
 C + 18,4 ± 0,9  
 P + 19,3 ± 0,6  
 C + 19,5 ± 1,3  
 P - 19,7 ± 1,2  
 C + 19,7 ± 1  
 C + 20 ± 2  
 C - 20,2 ± 0,8  
 C + 21,3 ± 0,8  
 P - 22,1 ± 0,9  
 C - 22,1 ± 1,1  
 C + 22,5 ± 1,5  
 C - 22,7 ± 1  
 V + 23,1 ± 0,7  
 C - 23,1 ± 1,1  
 C + 23,3 ± 1  
 C + 23,5 ± 1,5  
 C - 23,6 ± 1,2  
 P - 23,9 ± 2,5  
 C - 24 ± 1  
 P - 24,9 ± 2  
 C + 25,5 ± 2,7  
 C + 25,7 ± 2,3  
 C - 25,8 ± 2,8  
 P + 26,5 ± 1,1  
 C - 26,7 ± 1  
 C + 27 ± 1  
 C + 27,2 ± 0,2  
 P + 27,2 ± 0,8  
 C + 28,4 ± 0,8  
 P + 28,8 ± 1  
 C + 29,6 ± 1,2  
 C + 30,1 ± 1,1  
 C + 30,4 ± 1,2

C + 30,5 ± 3  
 C - 30,5 ± 1,5  
 C + 30,6 ± 1,6  
 C - 30,6 ± 1,2  
 C + 30,9 ± 1,1  
 C + 30,9 ± 3  
 C - 31,3 ± 1,1  
 P + 31,9 ± 1,7  
 C + 32,3 ± 1,3  
 P + 32,3 ± 2,6  
 C - 32,6 ± 1,4  
 C - 32,7 ± 4  
 V + 32,8 ± 1,4  
 C + 32,9 ± 2,4  
 C - 32,9 ± 1,9  
 C - 33 ± 2  
 C - 34 ± 2  
 P + 34,2 ± 1,8  
 V + 34,5 ± 1,4  
 C - 34,7 ± 3,3  
 C + 34,7 ± 2,6  
 V - 34,8 ± 4,2  
 C - 34,9 ± 3,5  
 C + 35 ± 3  
 C + 35 ± 1,5  
 C - 35,1 ± 3,4  
 C - 35,7 ± 2  
 P - 36,5 ± 2  
 C + 36,7 ± 1,9  
 P - 36,8 ± 3,2  
 C - 37,1 ± 4,9  
 C + 37,2 ± 2,8  
 C + 37,3 ± 2,2  
 C + 38,3 ± 3  
 C + 38,4 ± 3  
 C + 38,5 ± 5  
 C - 38,6 ± 1,8  
 C + 38,8 ± 2,3  
 C + 38,9 ± 6  
 C - 39 ± 5  
 C + 39 ± 1,5  
 C + 39,4 ± 2,6  
 C - 39,5 ± 3,5  
 P + 39,7 ± 2,1  
 C - 39,8 ± 3,8  
 C - 39,8 ± 1,2  
 P + 40 ± 2,1  
 P + 40 ± 4  
 C - 40,7 ± 2,6

C - 41,2 ± 3  
 C - 41,5 ± 4,5  
 V + 41,5 ± 3  
 V - 41,8 ± 1,9  
 C + 42,5 ± 4,5  
 C - 42,7 ± 2  
 C + 43 ± 4,5  
 C + 43,4 ± 5  
 V + 43,5 ± 2,5  
 C - 43,5 ± 2,8  
 C - 43,6 ± 2,6  
 P + 43,9 ± 1,5  
 P + 44 ± 3  
 C - 44,2 ± 2  
 C + 44,3 ± 3,3  
 P - 44,5 ± 2,5  
 C + 44,7 ± 3,2  
 P - 44,8 ± 3,6  
 C - 44,9 ± 5  
 C - 45,5 ± 6  
 C + 45,6 ± 2,8  
 C - 45,8 ± 4,3  
 V + 46,2 ± 1,8  
 P + 46,3 ± 3,7  
 P - 46,5 ± 1,5  
 V - 46,6 ± 2,5  
 C - 46,8 ± 1,5  
 C + 47 ± 6  
 C + 47 ± 2,7  
 C - 48 ± 2  
 C + 49,7 ± 5  
 C - 49,5 ± 4  
 C - 50,2 ± 2,5  
 P + 50,3 ± 1,5  
 C - 50,5 ± 2,5  
 C - 50,7 ± 3,3  
 C - 51,4 ± 1,5  
 C + 51,5 ± 2  
 C - 51,7 ± 2,7  
 C + 52,3 ± 5,5  
 P - 52,4 ± 3,5  
 P - 52,5 ± 3  
 C + 52,8 ± 3,6  
 C + 53,6 ± 4  
 C + 54,3 ± 2  
 C + 54,7 ± 3,7  
 C - 54,7 ± 2  
 C + 54,8 ± 2,3  
 C - 55,8 ± 5,2  
 C + 56,7 ± 3



## A N N E X E

### D E T E R M I N A T I O N   D U   P O I N T   M E X T R E M I T E   D E   L A   T R A J E C T O I R E   D U   M E S O N   $\mu$

Nous allons déterminer la position la plus probable de  $M$  et entourer ce point  $M$  d'une petite surface  $S$  dont les frontières correspondent aux limites d'erreur probables sur la détermination du point  $M$ . Deux méthodes sont possibles pour cette détermination:

1°) - la première méthode utilise la propriété du point  $M$  d'être l'extrémité de la trajectoire du méson  $\mu$ .

La quantité de mouvement du méson  $\mu$  est mesurée au-dessus de la boîte compteur. De la connaissance de la masse du méson  $\mu$ , on déduit au moyen des relations Moment-Parcours (29) le parcours restant du méson  $\mu$ . La masse du méson  $\mu$  a été prise égale à 214. A l'aide du parcours restant déterminé ainsi, on peut fixer la position du point  $M$ , en prolongeant la trajectoire du méson  $\mu$ , dans l'écran où il s'est arrêté.

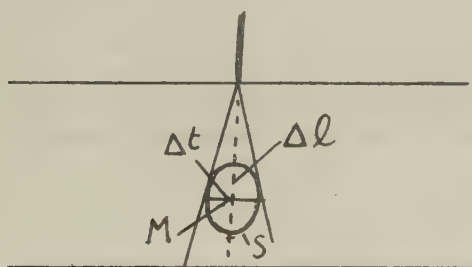


Fig. 20

La surface  $S$  d'erreur probable est dans ce cas définie de la façon suivante : figure 20. La détermination de  $M$  peut être faussée par 2 causes d'erreurs. D'abord la quantité de mouvement du méson  $\mu$  est mesurée avec une certaine erreur probable. Il en résulte une erreur probable  $\pm \Delta l$  sur la position du point  $M$ . Cette indétermination est longitudinale par rapport à la trajectoire du méson  $\mu$ .

Ensuite, le méson  $\mu$  est soumis au "scattering" et le point  $M$  n'est pas exactement dans le prolongement de la trajectoire du méson  $\mu$ . Cette cause d'erreur introduit une indétermination  $\Delta t$  sur la position de  $M$ ; contrairement au cas précédent, cette erreur est transversale par rapport à la trajectoire du méson.

A cette indétermination  $\Delta t$ , on doit ajouter quadratiquement une indétermination  $\Delta t'$  causée par le manque de finesse de la trajectoire du méson qui ne permet pas la prolongation de celle-ci sans une petite erreur transversale. La plupart du temps,  $\Delta t'$  est négligeable devant  $\Delta t$ .

La petite aire  $S$  d'erreur probable est donc une ellipse de centre  $M$  et d'axes  $\Delta t$  et  $\Delta l$ .

Nous allons calculer  $\Delta t$  et  $\Delta l$  pour les différentes positions de  $M$  dans les écrans.

a) - Calcul de  $\Delta l$ .

C'est l'indétermination en parcours restant, due à l'erreur de mesure sur la quantité de mouvement. En général, celle-ci est mesurée à  $\pm 5\%$ . Le parcours restant varie de 0 à 7,65 gr/cm<sup>2</sup> pour un méson perpendiculaire aux écrans et de 0 à 9 gr/cm<sup>2</sup> pour un méson faisant un angle de 60° avec les écrans. Les relations moment-parcours permettent de déterminer facilement l'erreur  $\Delta l$ . La courbe de la figure 21 permet de déterminer  $\Delta l$  en mm en fonction du parcours restant, au-dessus de la boîte compteurs, en supposant une erreur de  $\pm 5\%$  sur la mesure de la quantité de mouvement.

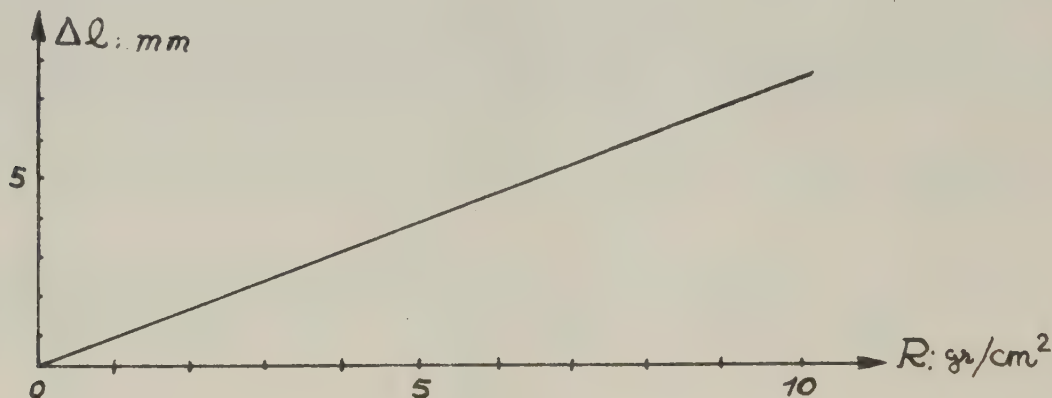


Fig. 21

Nous voyons que la précision longitudinale sur la détermination du point  $M$  dépend beaucoup de l'énergie du méson  $\mu$ . Elle est bonne pour les mésons qui s'arrêtent dans la boîte compteur, mais elle est mauvaise pour ceux qui s'arrêtent dans le dernier écran.

b) - Calcul de  $\Delta t$ .

C'est l'indétermination résultant du scattering en fin de parcours du méson  $\mu$ , dans l'écran où il s'arrête. Nous allons calculer l'ordre de grandeur de la quantité  $\Delta t$ , écart quadratique moyen de déplacement transversal par scattering multiple.

Voici les formules de scattering que nous avons déjà utilisées (cf. page 41). Dans le cas de la traversée d'une épaisseur  $x$  d'un absorbant dont la longueur de radiation est  $X$ , l'écart quadratique moyen en projection est donné par la formule suivante :

$$\Delta t^2 = \frac{1}{2} \frac{E_s^2}{p^2 \beta^2 c^2} \cdot \frac{x^2}{X} \quad (1)$$

et l'angle de scattering moyen par la formule :

$$\theta^2 = \frac{1}{2} \frac{E_s^2}{p^2 \beta^2 c^2} \frac{x}{X} \quad (2)$$

Cette formule suppose que la perte d'énergie de la particule pendant la traversée de

l'épaisseur  $x$  est négligeable. Dans le cas qui nous occupe, nous ne pouvons pas supposer que la perte d'énergie est négligeable, puisque c'est du scattering en fin de parcours qu'il s'agit.

Une première approximation consiste à remplacer dans les formules  $p^2\beta^2$  par  $p_1p_2\beta_1\beta_2$ , si  $p_1\beta_1$  et  $p_2\beta_2$  sont les quantités correspondant à l'état de la particule avant la traversée de l'épaisseur  $x$  et après.

Nos écrans ont 15 mm d'épaisseur, nous allons diviser l'écran en 15 tranches d'un millimètre d'épaisseur et appliquer l'approximation précédente pour la traversée de l'épaisseur égale à 1 mm de chaque tranche. Cette approximation n'est pas valable pour le dernier millimètre de parcours ; pour cette dernière tranche de parcours, nous prenons une limite supérieure du déplacement transversal par scattering, en le supposant égal à l'épaisseur de la tranche, soit 1 millimètre.

Si  $\bar{\theta}^2$  est l'angle quadratique moyen de scattering, l'écart quadratique moyen de déplacement  $\Delta t^2$  est égal, pour une traversée  $x$ , à :

$$\Delta t^2 = \frac{1}{3} \bar{\theta}^2 x^2$$

Donc si  $\bar{\theta}^2$  est l'angle quadratique moyen, pour une traversée de 14 mm (c'est-à-dire toute l'épaisseur de l'écran, moins le dernier millimètre de parcours du méson  $\mu$ )  $\Delta t^2$  en mm est donné par l'expression

$$\Delta t^2 = 1^2 + \frac{1}{3} \bar{\theta}^2 \cdot 14^2$$

$\bar{\theta}^2$  est égal à :

$$\bar{\theta}^2 = \sum_i \frac{1}{2} \frac{E_s^2}{p_i p_{i-1} \beta_i \beta_{i-1}} \frac{1}{X_{mm}} = \frac{1}{2} \frac{E_s^2}{X_m} \sum_{i=1}^{i=14} \frac{1}{p_i p_{i-1} \beta_i \beta_{i-1}}$$

L'emploi des formules (1) et (2) n'est justifié que si la perte d'énergie dans la traversée considérée est faible et que si les angles  $\theta$  sont faibles.

Puisque nous éliminons le dernier millimètre de parcours, la perte d'énergie maximum a lieu dans la dernière tranche d'un millimètre, c'est-à-dire celle où le parcours restant est compris entre 2 et 1 mm. La différence absolue de moment est de 7 Mev et la différence relative de  $\frac{1}{5}$ .

D'autre part, nous avons remplacé la quantité  $p^2\beta^2$  par la quantité  $p_1p_2\beta_1\beta_2$  nous ne commettons donc pas d'erreur importante en adoptant ce mode de découpage en tranches d'un millimètre. Enfin l'angle de multiple scattering maximum est celui correspondant à cette tranche. Il est de 0,029 radian, que nous pouvons considérer avec raison comme très inférieur à 1.

Le calcul de  $\Delta t$  par cette méthode est donc suffisant pour le but que nous recherchons. Le calcul donne pour 15 mm, un  $\Delta t$  de 1,8 mm. La courbe de la figure 22 permet de déterminer  $\Delta t$  en fonction du parcours restant au-dessus de l'écran où s'arrête le méson  $\mu$ .

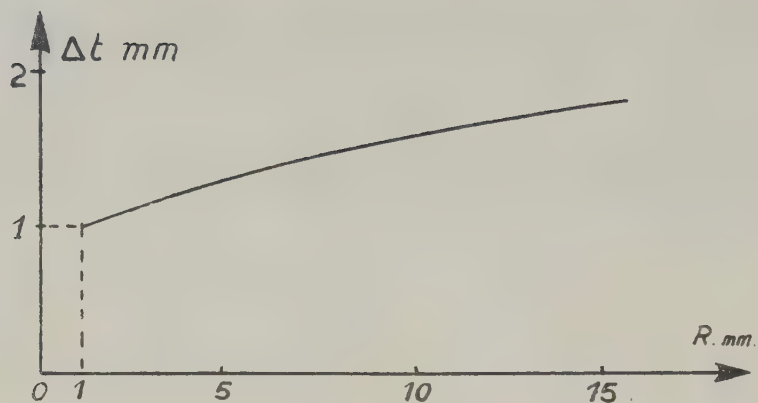


Fig. 22

Nous voyons que l'incertitude latérale  $\Delta t$  est faible. Elle varie entre 1 et 2 mm et elle est souvent inférieure à l'incertitude longitudinale  $\Delta l$ .

L'aire  $S$  d'erreur probable autour de  $M$  est complètement définie par les quantités  $\Delta t$  et  $\Delta l$ . Suivant la direction d'émission de l'électron, c'est soit  $\Delta l$ , soit  $\Delta t$  ou une combinaison des 2 qui détermine l'erreur probable sur le parcours  $L$  de l'électron dans l'écran.

## 2°)- Deuxième Méthode de Détermination de $M$

Nous avons vu que la première méthode de détermination de  $M$ , donnait une erreur longitudinale  $\Delta l$  sur la position de  $M$  qui pouvait atteindre plus de 5 mm pour les mésons s'arrêtant au bas des écrans. Dans des cas analogues, on peut déterminer la position de  $M$  par la deuxième méthode lorsqu'elle est applicable.

Cette méthode consiste à déterminer  $M$  en prolongeant les trajectoires du méson et de l'électron. Le prolongement de la trajectoire de l'électron se fait en tenant compte de la courbure de cette trajectoire qui n'est pas négligeable.

Le prolongement de la trajectoire du méson introduit la même erreur transversale que précédemment (figure 23).

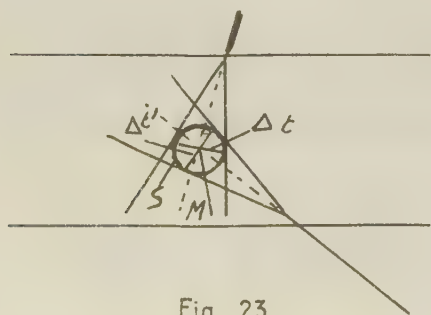


Fig. 23

Le prolongement de la trajectoire de l'électron introduit une erreur  $\Delta t'$ , transversale par rapport à la trajectoire de l'électron, qui provient du scattering multiple de l'électron et aussi pour une part plus faible en général, du manque de finesse de la trajectoire. L'application des formules de scattering données au paragraphe précédent dont l'application est parfaitement justifiée ici, permet de tracer les courbes de la figure 24, qui donnent  $\Delta t'$  en millimètres pour diverses épaisseurs en mm, de matière traversée et pour 3 énergies d'électrons 20 Mev, 35 Mev et 50 Mev.

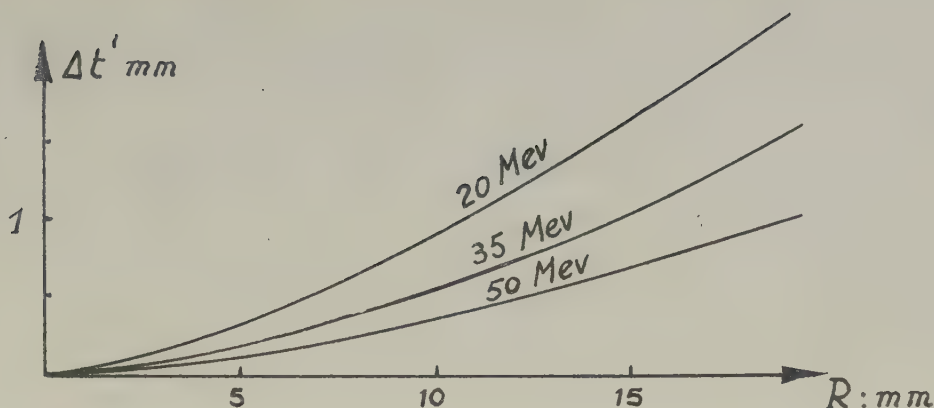


Fig. 24

Nous voyons que l'erreur  $\Delta t'$  est en général nettement plus faible que l'erreur  $\Delta t$  de la première méthode. Lorsque les trajectoires du méson et de l'électron sont presque perpendiculaires, l'aire  $S$  d'erreur probable autour de  $M$  est définie par les deux axes de longueur  $\Delta t$  et  $\Delta t'$ .

Lorsque les trajectoires du méson et de l'électron sont presque parallèles, l'aire  $S$  est très mal définie et peut être très allongée dans la direction commune des trajectoires (figure 25).

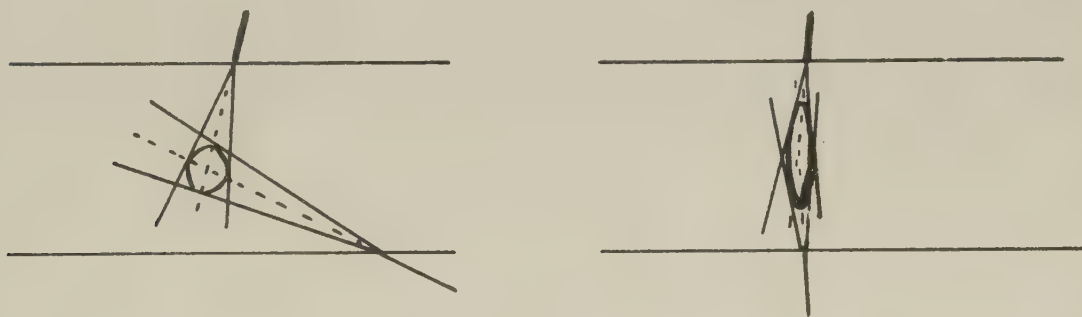


Fig. 25

Par conséquent, lorsque les trajectoires du méson et de l'électron font un angle important, l'incertitude sur la détermination du point  $M$  est faible et cette deuxième méthode est préférée à la première lorsqu'elle donne une meilleure précision. Lorsque les trajectoires du méson et de l'électron sont dans le prolongement l'une de l'autre, seule la première méthode est applicable.

En résumé, la détermination du point  $M$  se fait d'abord par la première méthode c'est-à-dire en utilisant le parcours restant du méson  $\mu$  déduit de la mesure de la quantité de mouvement au-dessus de la boîte compteurs. Si l'erreur sur la position de  $M$  est trop grande, on utilise le recoupement des trajectoires du méson et de l'électron si cette deuxième méthode permet d'avoir plus de précision. En général, l'erreur finale sur la position du point  $M$  est de l'ordre de 1 à 2 millimètres et exceptionnellement de 5 à 6 millimètres.



## - Chapitre VII -

### INTERPRETATION DES RESULTATS

Le schéma de la désintégration du méson  $\mu$  peut se représenter de la façon suivante :

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu + \lambda$$

$e$  représente un électron,  $\nu$  un neutrino,  $\lambda$  une particule neutre qui peut être un neutrino.

Ce schéma est justifié par l'expérience, qui montre qu'une seule particule chargée est émise tandis que 2 particules neutres au moins sont émises. La nature électronique de la particule chargée a été pratiquement prouvée statistiquement par Hincks et Pontecorvo (21), en étudiant le freinage par Bremstrahlung de cette particule. Ces auteurs arrivent à la conclusion que sa masse est certainement inférieure à 3 et probablement à 2 fois la masse électronique.

Le cliché représenté sur la planche V confirme ce résultat. En effet, au-dessous des écrans, la particule de désintégration n'a plus que 3,15 Mev d'énergie. Cette particule a une ionisation voisine du minimum. On peut affirmer par comparaison avec les traces des mésons lents photographiés dans la chambre que l'ionisation est inférieure à 3 fois le minimum, ce qui donne comme limite supérieure 11 masses électroniques. Il faut noter que cette particule est positive et ne peut donc pas être un électron de choc.

On ne sait rien des 2 particules neutres, si ce n'est que leur masse est faible, comme l'indique la limite supérieure du spectre.

Si on les assimile aux particules connues, il ne peut s'agir que de 2 neutrinos. Cependant les études théoriques ont été faites en supposant que l'une des deux était un méson neutre. Le cas de la désintégration en un électron et deux neutrinos devient un cas particulier de ce cas plus général.

Mais, comme nous le verrons plus loin, la masse de ce méson neutre  $\lambda$ , s'il existe, est certainement très faible. Comme aucun fait physique n'impose l'existence d'un méson neutre léger, il est naturel d'étudier si les faits expérimentaux peuvent représenter le schéma plus simple :

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu + \nu$$

où les particules neutres sont deux neutrinos.

### Spectres Théoriques calculés par Michel.

L'étude théorique de l'interaction du méson  $\mu$ , considérée comme une particule de spin  $\frac{1}{2}$ , avec 3 autres particules de spin  $\frac{1}{2}$ , (2 neutrinos et 1 électron) a été faite indépendamment par Tiomno, Wheeler (24) et par Michel (25).

Les résultats sont les mêmes pour les cas envisagés par Tiomo et Wheeler. Nous avons utilisé les calculs de Michel qui aboutissent à une formule générale à 2 paramètres représentant tous les spectres théoriquement possibles, qui est très précieuse pour comparer les résultats expérimentaux aux prévisions théoriques.

On a supposé une interaction directe entre les 4 fermions  $\mu, e, \nu, \bar{\nu}$ , d'une manière analogue à ce qui a été fait pour la radioactivité  $\beta$  entre les 4 particules :  $P, H, e, \nu$ . L'Hamiltonien d'interaction le plus général est formé de la façon suivante :

Les 4 particules étant rangées dans un certain ordre, avec les fonctions d'onde des 2 premières, on peut former 5 covariants de Lorentz  $S, V, T, A, P$  ( $S$  : scalaire,  $V$  : vecteur,  $T$  : tenseur,  $A$  : pseudo-vecteur,  $P$  : pseudo-scalaire). Avec les 2 dernières particules, on forme de la même façon 5 autres covariants. Le produit scalaire d'un des covariants du 1<sup>er</sup> groupe avec son homologue du 2<sup>ème</sup> groupe permet d'obtenir 5 scalaires  $J_i$  linéairement indépendants. L'Hamiltonien d'interaction est alors égal à :

$$H = \sum_{i=1}^{i=5} g_i J_i$$

Michel a montré que si l'ordre des particules est changé, les nouveaux  $J_i$  sont des combinaisons linéaires des anciens.  $H$  peut donc être représenté par un vecteur d'un espace à 5 dimensions de coordonnées  $g_i$ . On peut donc définir l'interaction indépendamment de l'ordre des particules.

Le changement de l'ordre des particules correspond à un changement d'axes qui laisse invariant  $H$ . Les nouvelles constantes de couplage  $g_i$  se déduisent des anciennes par une relation linéaire.

Il existe cependant une interaction dont les  $g_i$  sont indépendantes de l'ordre des particules. C'est celle de Critchfield et Wigner définie par  $g_2 = g_3 = 0$

$$g_1 = -g_4 = g_5$$

Si 2 des 4 particules sont identiques, il n'y a que 3 scalaires  $J_i$  indépendants. Il est donc nécessaire de distinguer 2 cas :

- 1 - les 2 neutrinos émis sont expérimentalement discernables. Ceci implique que les neutrinos sont des particules de Dirac et que les 2 neutrinos émis sont le neutrino et l'antineutrino.
- 2 - Les 2 neutrinos émis sont identiques. 2 cas sont possibles : ou bien les neutrinos sont des particules de Dirac, mais les 2 neutrinos émis sont tous les deux "neutrinos" ou "antineutrinos", ou bien les neutrinos doivent être décrits par la théorie de Majorana et il n'existe qu'un seul type de neutrino dans la nature.

Les calculs de Michel conduisent à des spectres représentés tous avec une très bonne approximation par la formule générale à 2 paramètres.

$$P(E) = \frac{4}{W^4} \left[ E^3 \left( \frac{8}{3} p - 3 \right) + E^2 W (3 - 2p) \right]$$

$P(E)dE$  est la probabilité d'avoir un électron d'énergie comprise entre  $E$  et  $E + dE$ ,  $p$  et  $W$  sont 2 paramètres.  $W$  est l'énergie maximum possible, c'est-à-dire la moitié de l'énergie de masse du méson  $\mu$  (cf. chapitre IV page 28);  $p$  est égal au rapport de 2 formes quadratiques des  $g_i$ ; celles-ci dépendent de l'ordre choisi pour les 4 particules.

Lorsque les 2 neutrinos émis sont différents,  $p$  varie de 0 à 1. Lorsque les 2 neutrinos émis sont identiques,  $p$  varie de 0 à  $\frac{3}{4}$ . Si la valeur expérimentale de  $p$ , à déduire des expériences sur le spectre est comprise entre  $\frac{3}{4}$  et 1, on peut en déduire que les 2 neutrinos sont différents et, donc, qu'il existe des antineutrinos. Mais, comme nous le verrons plus loin, la valeur de  $p$  trouvée est voisine de 0 et se trouve donc dans le domaine commun aux 2 cas, où on ne peut rien dire.

Remarquons que la connaissance expérimentale du spectre, donc de  $p$ , ne permet de déterminer qu'une relation quadratique entre les  $g_i$ . On ne peut donc pas en déduire exactement la nature de l'interaction. La connaissance de  $p$  permet cependant d'écartier beaucoup d'interactions possibles a priori. Elle permet d'autre part la comparaison avec l'interaction de la radioactivité  $\beta$ .

## A

# ETUDE STATISTIQUE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

L'étude théorique du spectre conduit donc à la formule suivante :

$$(1) \quad P(E) = \frac{4}{W^4} \left[ E^3 \left( \frac{8}{3}p - 3 \right) + E^2 W (3 - 2p) \right] \text{ avec } 0 \leq p \leq 1 \quad \text{ou} \quad 0 \leq p \leq \frac{3}{4}$$

Cette formule représente, dans un système de coordonnées  $E$ ,  $P(E)$ , une famille de courbes à 2 paramètres  $p$  et  $W$ , lorsqu'on fait varier  $E$  de 0 à  $W$ .

Les paramètres  $W$  et  $p$  ont des significations physiques. Le paramètre  $W$  est la plus grande valeur possible pour l'énergie des électrons de désintégration du méson  $\mu$  c'est-à-dire la moitié de l'énergie de masse au repos du méson  $\mu$ . Le paramètre  $p$  est proportionnel à la valeur de  $P(E)$  pour  $E = W$ , c'est-à-dire à la limite supérieure du spectre.  $p$  est un paramètre linéaire.

La famille de courbes ainsi définie est une famille de cubiques tangentes à l'origine à l'axe des  $x$  et telles que  $\int_0^W P(E) dE$  a une valeur constante égale à l'unité.  $p$  étant un paramètre linéaire, toutes ces courbes passent par un point fixe  $M$  lorsque  $p$  varie seul,  $W$  étant fixe. Ce point  $M$  a pour abscisse  $\frac{3}{4} W$ .

La formule (1) peut s'écrire sous une autre forme. Appelons  $P_0$  la fonction  $P(E)$  lorsque  $p = 0$  et  $P_1$  la fonction  $P(E)$  lorsque  $p = 1$ , on a alors :

$$(2) \quad P(E) = P_0 + p (P_1 - P_0)$$

Cette formule montre clairement que, lorsque  $W$  reste fixe, toutes les courbes passent par un point fixe. On voit d'autre part que, lorsque  $W$  est fixe, toute courbe possible est une combinaison linéaire des 2 courbes extrêmes  $P_0$  et  $P_1$  figure 26.

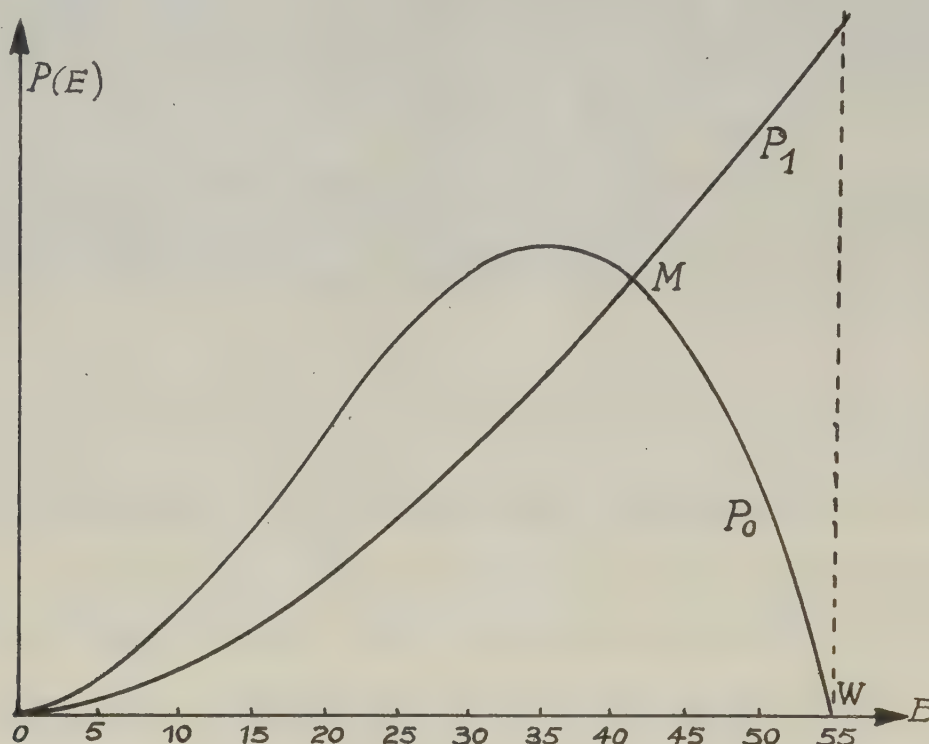


Fig. 26

Nous nous proposons de déterminer les 2 paramètres  $p$  et  $W$  les mieux adaptés en fonction des résultats expérimentaux, c'est-à-dire du tableau des 150 valeurs d'énergie qui ont été mesurées.

Nous vérifierons ensuite que le spectre théorique ainsi déterminé représente bien les résultats expérimentaux.

La méthode statistique utilise l'ensemble des mesures pour déterminer chaque paramètre afin d'obtenir le maximum de précision statistique sur  $p$  et  $W$ . Les calculs sont simples et permettent facilement de calculer les erreurs probables de  $p$  et  $W$ .

Puisque nous avons 2 paramètres à ajuster, nous devons construire à partir de notre tableau de mesures 2 quantités à égalier avec leurs valeurs théoriques tirées des fonctions  $P(E)$ . Il y aura donc 2 étapes :

- 1) réduction de la formule (1) à un seul paramètre  $W$  en déterminant une relation entre  $p$  et  $W$ .
- 2) détermination de  $W$  et, par là même, de  $p$  en utilisant la relation précédente.

## Détermination de $\rho$ en fonction de $W$ .

Supposant  $W$  fixe, nous allons déterminer le paramètre  $\rho$  le mieux adapté.

Nous avons vu que, lorsque  $W$  est fixe, toutes les courbes possibles passent par un point fixe  $M$  d'abscisse  $\frac{3}{4}W$ . Comme l'aire des courbes est constante, nous voyons que la quantité

$$r_{th} = \frac{\int_0^{\frac{3}{4}W} P(E) dE}{\int_0^W P(E) dE}$$

varie beaucoup lorsque  $\rho$  varie de 0 à 1. D'autre part il y a correspondance biunivoque entre  $\rho$  et  $r$ .

La valeur de  $r$  est facile à tirer du tableau de mesures. C'est le rapport du nombre de mesures inférieures à  $\frac{3}{4}W$  au nombre total de mesures, soit 150. Nous avons donc :

$$r_{exp} = \frac{\text{nombre de mesures} \left( \frac{3}{4}W \right)}{\text{nombre total de mesures}} = \frac{n}{N}$$

Nous tirons d'autre part de la formule donnant  $P(E)$  :

$$(3) \quad r_{th} = \frac{189 - 72\rho}{256}$$

Notons que  $r_{th}$  est indépendant de  $W$ ;  $r_{exp}$  dépend de  $W$ . Donc, en égalant  $r_{th}$  et  $r_{exp}$  on obtient une relation entre  $\rho$  et  $W$ .

Le calcul de  $r_{exp}$  est très simple puisqu'il suffit de compter le nombre de mesures inférieures à  $\frac{3}{4}W$ . Le calcul de l'erreur probable  $\Delta r$  sur  $r$  se fait de même facilement. Il y a d'abord une erreur statistique sur  $r_{exp}$  qui vient de ce que le nombre de mesures n'est pas infini. Si  $n$  est le nombre de mesure inférieures à  $\frac{3}{4}W$  et  $N$  le nombre de mesures total, on a :

$$\Delta_1 r = \sqrt{\frac{r_{th}(1-r_{th})}{N}}$$

Nous ne connaissons pas  $r_{th}$ , mais comme les valeurs de  $r$  sont voisines de  $\frac{1}{2}$  et que la fonction  $r(1-r)$  présente un maximum pour ces valeurs, nous pouvons remplacer  $r_{th}$  par  $r_{exp}$ , c'est-à-dire  $\frac{n}{N}$ , dans la formule donnant l'erreur  $\Delta_1 r$ .

L'imprécision des mesures d'énergie introduit une autre cause d'erreur. Pour les valeurs d'énergies éloignées de  $\frac{3}{4}W$  il n'y a pas de difficulté. Mais pour les valeurs d'énergies juste au-dessous de  $\frac{3}{4}W$ , qui ont des erreurs probables qui dépassent cette valeur  $\frac{3}{4}W$ , nous ne sommes pas sûrs qu'elles appartiennent en fait au domaine inférieur à  $\frac{3}{4}W$ , puisqu'il y a une assez grande probabilité qu'elles le dépassent. De même les mesures qui dépassent  $\frac{3}{4}W$  peuvent appartenir au domaine inférieur. Nous avons représenté toutes ces mesures, dont les valeurs d'énergie chevauchent la valeur  $\frac{3}{4}W$ , par une courbe de Gauss dont l'écart quadratique moyen est l'erreur probable de mesure et nous avons compté comme appartenant au domaine inférieur à  $W$  les portions de surfaces limitées par ces courbes de Gauss, situées à gauche de la verticale d'abscisse  $\frac{3}{4}W$ . Il s'ensuit que  $n$  n'est

plus rigoureusement égal au nombre de mesures inférieures à  $\frac{3}{4} W$ . Mais il représente bien ainsi le nombre le plus probable de mesures inférieures à  $\frac{3}{4} W$ . La différence est d'ailleurs faible, elle est de 0,9 unité pour  $W = 55$  Mev.

Nous devons aussi tenir compte de l'erreur d'étalonnage du champ magnétique qui est de  $\pm 0,5\%$ . Tout se passe donc comme si la valeur  $\frac{3}{4} W$  avait une incertitude de  $\pm 0,5\%$ . La valeur de  $P(E)$  pour  $E = \frac{3}{4} W$  étant au maximum égale à 0,03, il en résulte une incertitude supplémentaire  $\Delta_2 r$  sur  $r_{exp}$  de :

$$\Delta_2 r = 0,03 \cdot \frac{0,5}{100} \cdot \frac{3}{4} W$$

L'erreur probable sur  $r$  est donc :

$$\Delta r = \sqrt{\Delta_1^2 r + \Delta_2^2 r} = \sqrt{\frac{n}{N} (1 - \frac{n}{N}) + (\frac{0,015}{100} \cdot \frac{3}{4} W)^2}$$

En portant  $r_{exp}$  dans la formule (3) on déduit la relation cherchée entre  $p$  et  $W$  et pour chaque valeur de  $W$ , on peut calculer l'écart probable sur la valeur de  $p$  ainsi déterminée.

Pour nos 150 mesures, on obtient la relation entre  $p$  et  $W$  représentée par la courbe de la figure 27. La condition pour  $p$  d'être compris entre 0 et 1 entraîne pour  $W$  la condition d'être compris entre 46 et 58 Mev.

La courbe peut être représentée assez bien avec une approximation supérieure à 10% par la relation linéaire :  $W + 12 p = 58$

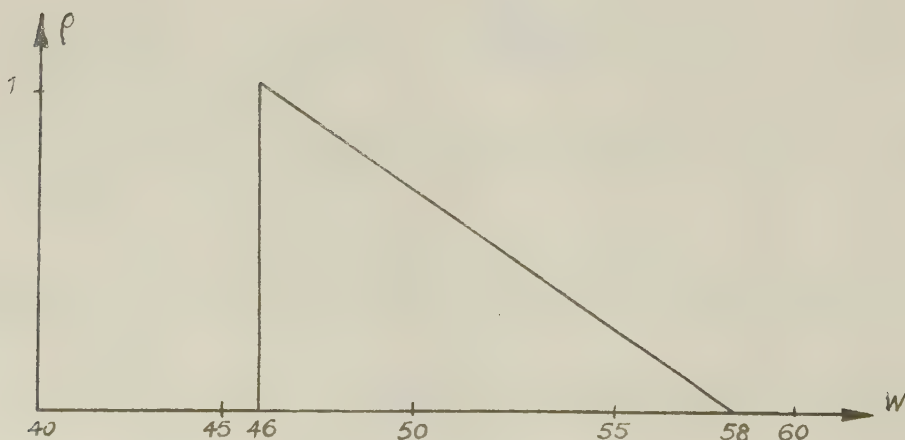


Fig. 27

## Détermination de $W$

$p$  et  $W$  étant liés par la relation que nous venons de déterminer,  $P(E)$  s'exprime maintenant en fonction de  $E$  par une formule à un seul paramètre  $W$ . Il reste à déterminer ce paramètre  $W$ .

Celui-ci peut être déterminé indépendamment de notre tableau de mesures en utilisant sa propriété physique d'être la moitié de l'énergie de masse du méson  $\mu$ . Nous y reviendrons plus loin. Pour l'instant, nous ne considérons que le problème mathématique de la détermination de la courbe, d'une famille, la mieux adaptée à un tableau de mesures, afin de voir si celui-ci peut bien se représenter sur une des courbes proposées.

Le premier ajustage des formules théoriques au tableau de mesures nous a laissé le choix parmi toute une famille de courbes théoriques ne dépendant plus que d'un seul paramètre  $W$ ; il est évident que toutes ces courbes ne s'adaptent pas aussi bien au tableau de mesures. Ainsi la solution  $W = 46 \text{ Mev}$  ne convient pas du tout. Nous allons donc choisir parmi ces courbes, celle qui est la mieux adaptée et déterminer ainsi  $W$ .

La méthode la plus simple serait de prendre  $W$  égal à la plus grande des énergies mesurées, soit  $W = 56,7 \text{ Mev} \pm 3$ . Deux objections peuvent être faites à cette méthode. D'abord, puisque nous ne connaissons pas a priori la forme du spectre à la limite supérieure, cette valeur extrême  $56,7 \text{ Mev}$  peut être sensiblement inférieure à la limite  $W$ , surtout dans le cas  $p = 0$  où  $P(E)$  est nul si  $E = W$ .

Ensuite cette valeur extrême a une incertitude assez forte. Il est plus intéressant de faire intervenir dans la détermination de  $W$  le nombre le plus grand possible de mesures pour augmenter la précision sur  $W$ .

Nous allons donc prendre une méthode analogue à celle employée pour déterminer la relation entre  $W$  et  $p$ . Nous déterminerons une quantité théorique  $F_{th}$  calculée à partir des courbes théoriques à un paramètre  $W$ , qui doit varier sensiblement avec  $W$  et toujours dans le même sens. Cette quantité  $F_{th}$  sera égale à la quantité correspondante  $F_{exp}$  qui doit pouvoir se calculer facilement à partir du tableau de mesures. Cette égalité fournira une équation qui déterminera  $W$ .

Considérons la famille de spectres intégraux à un paramètre  $W$ .

$$I(E) = \int_E^W P(E) dE \quad \begin{array}{l} E \text{ variable} \\ W \text{ paramètre} \end{array}$$

Dans  $P(E)$   $p$  et  $W$  sont liés par la relation déterminée au paragraphe précédent et représentée sur la figure 27.

Toutes ces courbes ont même ordonnée à l'origine, décroissent et rencontrent l'axe des  $E$  au point d'abscisse  $W$ . Elles sont comprises entre 2 courbes limites correspondant à  $W = 46 \text{ Mev}$  et  $W = 58 \text{ Mev}$ . Cette famille de courbes est représentée sur la figure 28. L'examen de cette figure montre que toutes ces courbes sont très voisines et ne se séparent que pour les grandes valeurs de  $E$ . Ces courbes coïncident par définition avec le spectre intégral expérimental à l'origine. D'autre part, elles coïncident chacune avec

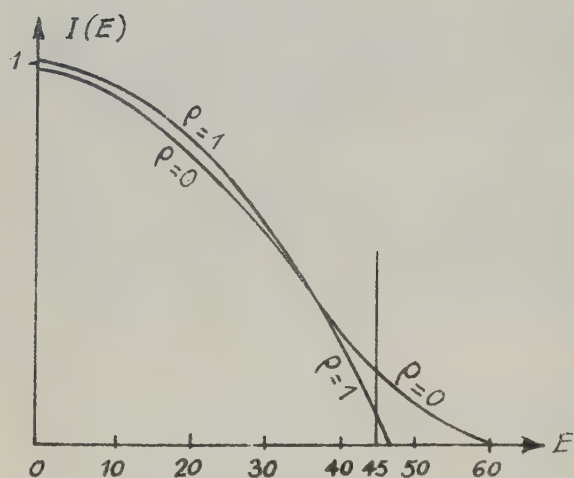


Fig. 28

Cette quantité varie bien dans le même sens lorsque  $W$  varie de 46 à 58 Mev. On voit bien d'autre part sur la figure 28 qu'elle varie nettement quand on passe d'une courbe limite à l'autre.

On a :

$$F_{th} = \int_{45}^W I(E) dE = \int_{45}^W dE \int_E^W P(E) dE$$

La figure 29 donne la courbe reliant  $F_{th}$  à  $W$ . La quantité correspondante  $F$  expérimental est facile à déterminer.

En effet, une intégration par parties montre que l'on a :

$$F_{th} = \int_{45}^W dE \int_E^W P(E) dE = \int_{45}^W (E-45) P(E) dE$$

Nous voyons apparaître au dernier membre le moment du premier ordre de la fonction de probabilité  $P(E)$  pour  $E > 45$  Mev.

Nous avons donc :

$$F_{exp} = \sum (E_v - 45) \cdot \frac{1}{N}$$

$E_v$  étant l'énergie de tous les électrons mesurés supérieurs à 45 Mev. La division par le nombre  $N$  de mesures vient de la condition de normalisation sur  $P(E)$  :

$$\int_0^W P(E) dE = 1$$

le spectre expérimental pour le point d'abscisse  $\frac{3}{4} W$ . Cela vient de la manière dont a été déterminée la relation entre  $p$  et  $W$  au paragraphe précédent. Les valeurs extrêmes de  $\frac{3}{4} W$  sont 34 Mev et 44 Mev. Donc, dans l'intervalle 0-45 Mev, nous ne pouvons pas espérer trouver une quantité  $F$  qui varie beaucoup avec  $W$  parce que d'une part les courbes  $I(E)$  sont très voisines et d'autre part elles sont toutes très près du spectre intégral expérimental.

Par contre, au-delà de 45 Mev, les courbes  $I(E)$  sont nettement différentes et toutes ne représentent pas aussi bien le tableau de mesures

Nous prenons donc comme quantité  $F_{th}$ , la valeur de l'aire comprise entre une courbe et l'axe des  $E$ , pour  $E$  supérieur à 45 Mev.

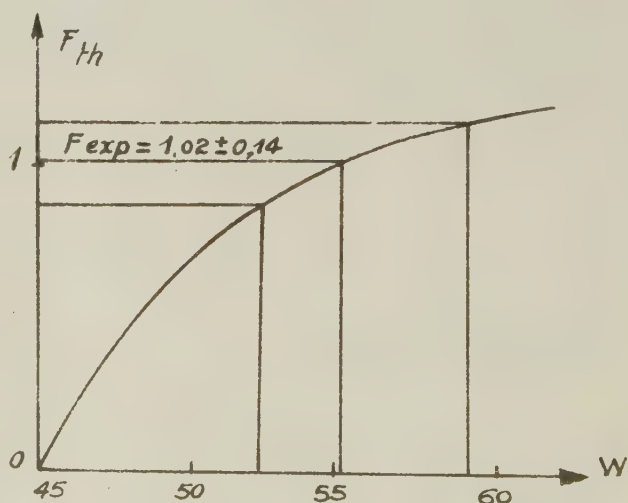


Fig. 29

L'égalité  $F_{th} = F_{exp}$  détermine  $W$ . L'erreur sur  $F_{exp}$  peut se calculer simplement. Elle provient de deux causes :

1 - de l'erreur de mesure  $\Delta E$  sur les énergies des électrons. Elle est de  $\pm 6\%$  en moyenne, soit  $\pm 3$  Mev. Soit  $n'$  le nombre d'électrons dont l'énergie est supérieure à 45 Mev; l'erreur  $\Delta_1 F$  sur  $F$  provenant des  $\Delta E$  est égale à :

$$\Delta_1 F = \frac{n'}{N} \frac{\Delta E}{\sqrt{n'}}$$

On voit l'intérêt de faire intervenir beaucoup de mesures pour déterminer  $W$ . Si on déterminait  $W$  par la plus grande des valeurs d'énergie des électrons, la part de l'erreur sur  $W$  due à l'imprécision de mesure d'énergies  $E$  serait  $\Delta E$ , tandis qu'ici il y a un dénominateur en  $\sqrt{n'}$ .

2 - La 2<sup>ème</sup> incertitude sur  $F$  est d'ordre statistique. Elle provient du nombre fini de mesures qui déterminent  $F$ .

$F$  étant le moment du 1<sup>er</sup> ordre de la loi de probabilité  $P(E)$  pour  $E > 45$  l'erreur statistique  $\Delta_2 F$  sur  $F$  est donnée par la formule :

$$\Delta_2 F = \frac{1}{\sqrt{n'}} \sqrt{\frac{\sum (F - E_i)^2}{n'}}$$

$E_i$  étant l'énergie de tous les électrons supérieurs à 45 Mev. L'erreur probable sur  $F_{exp}$  est donc :

$$\Delta F = \sqrt{\Delta_1^2 F + \Delta_2^2 F} = \sqrt{\frac{n'}{N^2} \Delta E^2 + \frac{\sum (F - E_i)^2}{n'^2}}$$

La valeur la plus probable de  $W$  se détermine graphiquement en utilisant la figure 29 représentant la fonction reliant  $F_{th}$  à  $W$ . On a :  $F_{exp} = 1,02 \pm 0,14$

On trouve :  $W = 55,3 \pm \frac{3}{2}$  Mev.

On peut faire les remarques suivantes :

1) L'erreur sur  $W$  est disymétrique : ce résultat est très normal, puisque  $W$  est la limite supérieure du spectre. En effet, dans une expérience sur ce spectre où l'énergie des électrons serait mesurée avec une précision infinie, la valeur la plus probable de  $W$  serait la plus grande énergie  $E_m$  mesurée, avec une probabilité nulle que  $W$  soit inférieur à  $E_m$  et une probabilité non nulle, fonction du nombre de mesures, que  $W$  soit supérieur à  $E_m$ . Dans notre cas où la précision des mesures n'est pas infinie, la loi de probabilité de  $W$  doit être la superposition de la loi précédente complètement disymétrique à une loi de probabilité symétrique de Gauss. C'est bien le résultat que nous trouvons.

2) La précision finale sur  $W$  est faible. Ceci vient de ce que le spectre expérimental est dans la région des courbes théoriques ayant un  $p$  voisin de 0 ce

qui entraîne que  $P(E)$  est voisin de 0 pour  $E = W$ . Dès lors, il est très difficile de distinguer entre un spectre ayant un  $p$  légèrement différent de 0 et un spectre se terminant un peu plus loin avec un  $p$  égal à 0.

3) Une seule de nos mesures dépasse pratiquement la valeur trouvée pour  $W$ . C'est la valeur d'énergie  $56,7 \pm 3$  Mev. Cette mesure n'est pas aberrante puisque  $W$  se trouve dans l'écart probable de cette mesure. D'autre part, à gauche de  $W$ , on trouve une accumulation de points comme cela doit être. Ce résultat est important. En effet, si au lieu de prendre le tableau de mesures expérimentales, on prend 150 nombres quelconques compris entre 0 et 56,7 Mev, et que l'on fasse la même détermination de  $W$  à partir de ces nombres, il n'y a aucune raison pour que l'on trouve un  $W$  voisin de la plus grande valeur, soit 56,7 Mev. Par conséquent la valeur trouvée pour  $W$  montre que le tableau de mesures peut bien être représenté par une des formules théoriques proposées par Michel pour représenter le spectre de désintégration du méson  $\mu$  dans l'hypothèse de la désintégration en un électron et 2 neutrinos. Nous reviendrons plus loin sur ce point important.

4)  $W$  étant la moitié de l'énergie de masse du méson  $\mu$ , on peut déduire la valeur de la masse  $M$  du méson  $\mu$  de celle de  $W$ .

$$\text{On trouve : } M = 217 \begin{matrix} + 12 \\ - 8 \end{matrix}$$

La valeur trouvée pour  $M$  est en bon accord avec les déterminations directes de  $M$  effectuées en utilisant les relations Energie-Parcours. Ces valeurs sont les suivantes :

- a) détermination de  $M$  sur les mésons artificiels à Berkeley (8) :  $M = 210 \pm 4$
- b) détermination de  $M$  dans le rayonnement cosmique à la chambre de Wilson par Brode et al (9) :  $M = 215 \pm 4$
- c) détermination de  $M$  dans le rayonnement cosmique à la chambre de Wilson par Peyrou et al (7) :  $M = 212 \pm 5$
- d) détermination de  $M$  dans le rayonnement cosmique par les plaques photographiques par Franzinetti (10) :  $M = 217 \pm 4$

L'accord trouvé est une confirmation de l'hypothèse de la désintégration du méson  $\mu$  en un électron et 2 neutrinos. Dans le cas le plus général où on suppose que le méson  $\mu$  se désintègre en un électron, un neutrino et un méson  $\mu$  neutre de masse  $\lambda$ , nous avons vu que : (cf. page 28)  $M = \text{méson}, \nu = \text{neutrino}, e = \text{électron}, \lambda = \text{méson neutre}$

$$W = \frac{M^2 + e^2 - \mu^2 - \lambda^2}{2M}$$

Si on prend comme valeur de  $M$  la valeur moyenne des déterminations directes, c'est-à-dire 108,8 Mev, la formule précédente donne pour  $\lambda$ . Si on admet que la valeur trouvée pour  $W$  peut descendre jusqu'à 55 Mev, on trouve comme limite supérieure pour  $\lambda$  :  $\lambda = 33$  masses électroniques.

La valeur la plus probable de  $\lambda$  est donc 0 avec une limite supérieure égale à 30.

Comme il n'y a aucune indication expérimentale de l'existence d'une particule neutre de masse aussi faible, distincte du neutrino, l'hypothèse la plus simple consiste donc à supposer que le méson  $\mu$  neutre  $\lambda$  n'existe pas et que les produits neutres de désintégration sont bien 2 neutrinos.

## Détermination de $\rho$

La connaissance de  $W$  entraîne celle de  $\rho$  en utilisant la courbe de la figure 27.

Le paramètre  $\rho$  dépend du type d'interaction entre les 4 particules intervenant dans la désintégration; le méson  $\mu$ , l'électron et les 2 neutrinos, alors que le paramètre  $W$  est la masse du méson  $\mu$  à un facteur près.

Puisque nous avons déterminé  $W$ , nous pouvons en déduire  $\rho$ . Cependant, au lieu d'utiliser la valeur imprécise de  $W$  que nous avons déterminée, soit  $55,3_{-2}^{+3}$ , il est préférable d'utiliser la valeur de  $W$  que l'on déduit des mesures de masses du méson  $\mu$ , soit  $54,4 \pm 0,6$  Mev.

D'autre part, Leighton et al, dans leur expérience sur la détermination expérimentale du spectre, donnent comme limite supérieure du spectre  $55 \pm 1$  Mev.

Dans le but de pouvoir comparer nos résultats avec ceux de ces auteurs nous choisissons la même valeur de  $W$  que ceux-ci, soit :  $W = 55 \pm 1$  Mev, puisque les 3 valeurs de  $W$  dont nous disposons sont très voisines. On en déduit la valeur la plus probable de  $\rho$ , soit  $\rho = 0,23$ .

L'erreur sur  $\rho$  est la somme quadratique de 2 erreurs.

a) le calcul de  $\rho$ , à partir de  $W$  entraîne une erreur sur  $\rho$ , nous l'avons étudié au paragraphe précédent, page 62. Appelons  $\Delta_1 \rho$  cette erreur.

b) ensuite  $W$  lui-même n'est pas connu exactement: Appelons  $\Delta_2 \rho$  l'écart de la valeur la plus probable de  $\rho$  lorsque  $W$  varie de  $\Delta W$ . On calcule simplement  $\Delta_2 \rho$  à partir de  $W$  en utilisant la formule approchée de la page 62 qui représente la relation entre  $\rho$  et  $W$ . Cette formule étant  $W + 12 \rho = 58$ , on a :

$$\Delta_2 \rho = \frac{1}{12} \Delta W$$

On a donc finalement :

$$\Delta \rho = \sqrt{\Delta_1^2 \rho + \Delta_2^2 \rho}$$

Ceci donne dans notre cas :

$$\Delta \rho = \sqrt{0,145^2 + 0,83^2} = 0,167 \neq 0,17$$

## Conclusion

Parmi les spectres théoriques proposés par Michel, le mieux adapté aux résultats expérimentaux est celui défini par les valeurs suivantes des paramètres  $p$  et  $W$ .  
 $p = 0,23 - W = 55,3 \text{ Mev.}$

En utilisant de plus les déterminations directes de la masse du méson  $\mu$  et la limite supérieure du spectre de Leighton et al pour diminuer l'incertitude sur  $W$ , on trouve comme incertitude sur  $p$  :  $\pm 0,17$ .

$$\text{Donc : } p = 0,23 \pm 0,17$$

## Comparaison avec les résultats de Leighton et al (23)

En prenant toujours  $W = 55 \pm 1 \text{ Mev}$ , on peut appliquer le même traitement statistique aux 75 mesures d'énergies d'électrons déterminés par Leighton et al, pour déterminer le  $p$  correspondant.

$$\text{On trouve : } p = 0,075 \pm 0,22^*$$

Les valeurs de  $p$  trouvées par ces auteurs et par nous-mêmes sont donc statistiquement compatibles, puisqu'elles sont toutes les deux dans l'écart probable.

Puisque les 2 méthodes expérimentales sont les mêmes et que les différences des dispositifs expérimentaux sont minimales, rien ne s'oppose à les réunir en vue d'obtenir une meilleure précision statistique sur  $p$ .

On pourrait cependant objecter à la réunion des 2 séries de mesures que dans le dispositif de Leighton et al, les compteurs d'anticoïncidence n'étaient pas protégés comme dans notre cas par du plomb pour que les électrons de désintégration ne les atteignent pas (cf. chapitre V, page 36). En fait, les parois de leur chambre étaient beaucoup plus épaisses et jouaient le rôle de notre écran de protection en plomb. Elles n'étaient pas toutefois complètement imperméables aux électrons et quelques uns de grande énergie ont pu être éliminés par les anticoïncidences. Dans leur publication, Leighton et al estiment que, moins de 10% des électrons de grande énergie ont été éliminés par cet effet.

Calculons l'influence de ces 10% sur la valeur de  $p$ . Pour trouver une limite supérieure de ce décalage  $\Delta p$  de  $p$ , supposons que les 10% d'électrons éliminés avaient tous une énergie supérieure à  $\frac{3}{4} W$ . Dans cette hypothèse, la valeur  $r_{exp}$  calculée est supérieure à la valeur réelle d'une quantité égale à :  $\frac{r(1-r)}{10}$  soit 0,02. Le décalage  $\Delta p$  correspondant est alors de 0,057.

Par conséquent la véritable valeur de  $p$  pour les résultats du groupe d'Anderson pourrait être  $p = 0,075 + 0,07 = 0,145$  au lieu de 0,075. Mais, pour ce calcul,

\* Note : L'écart probable sur la valeur de  $p$  autorise celui-ci à prendre des valeurs négatives. Celles-ci n'ont aucun sens physique dans la formule proposée par Michel. Nous ne donnons cet écart que pour indiquer l'incertitude sur  $p$ .

nous avons pris toujours des conditions maximum, d'abord en supposant que le nombre d'électrons manqués était 10%, ensuite en supposant que cet effet n'avait eu lieu que pour les énergies supérieures à  $\frac{3}{4} W$ .

Donc, si cet effet parasite a joué dans les expériences de Leighton et al., il a eu une conséquence faible sur la valeur de  $p$  vu l'erreur probable de  $p$ , et de toutes façons, il ne peut que rapprocher la valeur de  $p$  trouvée par ces auteurs de la nôtre.

La réunion des 2 séries de mesures, sous cette petite réserve, est donc justifiée. Nous avons donc à notre disposition  $150 + 75 = 225$  mesures d'énergie d'électrons de désintégration du méson  $\mu$ . On obtient pour  $p$  :

$$p = 0,19 \pm 0,13 \text{ en prenant toujours } W = 55 \pm 1 \text{ Mev}$$

### Comparaison des Résultats Expérimentaux au Spectre Théorique le mieux adapté.

Dans le but de justifier expérimentalement la formule théorique proposée par Michel pour représenter le spectre de désintégration, nous devons vérifier maintenant que les valeurs expérimentales de mesures d'énergies sont bien représentées par le spectre théorique le mieux adapté que nous avons déterminé. Nous le ferons à la fois pour nos 150 mesures (spectre théorique correspondant  $p = 0,23$ ,  $W = 55 \text{ Mev}$ ) et pour les 225 mesures obtenues en ajoutant les 75 de Leighton et al (spectre théorique correspondant  $p = 0,19$ ,  $W = 55 \text{ Mev}$ ). Trois faits permettent de montrer que l'accord est satisfaisant :

- 1) Nous avons déjà signalé (chapitre VII, page 66) que la valeur la plus probable de  $W$  étant très proche de la plus grande énergie mesurée, on pouvait conclure que le tableau de mesures expérimentales pourrait bien se représenter par une des formules proposées par Michel.
- 2) Aux erreurs près, il y a égalité entre le moment  $M_t$  du premier ordre de la loi de probabilité théorique et la valeur moyenne  $M_e$  des énergies mesurées.  
 $M_t$  est donné par la formule suivante :

$$M = 2W \left( \frac{p}{15} + \frac{3}{10} \right)$$

Pour les 150 mesures, on a :

$$M_t = 34,7 \pm 1,2 \text{ Mev}, \quad M_e = 34,2 \pm 1$$

Pour les 250 mesures, on a :

$$M_t = 34,4 \pm 0,9 \text{ Mev}, \quad M_e = 34,0 \pm 0,8$$

L'accord est donc satisfaisant.

- 3) Pour vérifier que l'accord est également bon dans chaque région du spectre, nous avons représenté sur la figure 30, les points expérimentaux et le spectre théorique le mieux adapté. Les points expérimentaux sont déterminés de la façon suivante : L'ordonnée de chaque point expérimental est proportionnelle au nombre  $n$  de mesures dans un intervalle de 10 Mev entourant l'abscisse du point.

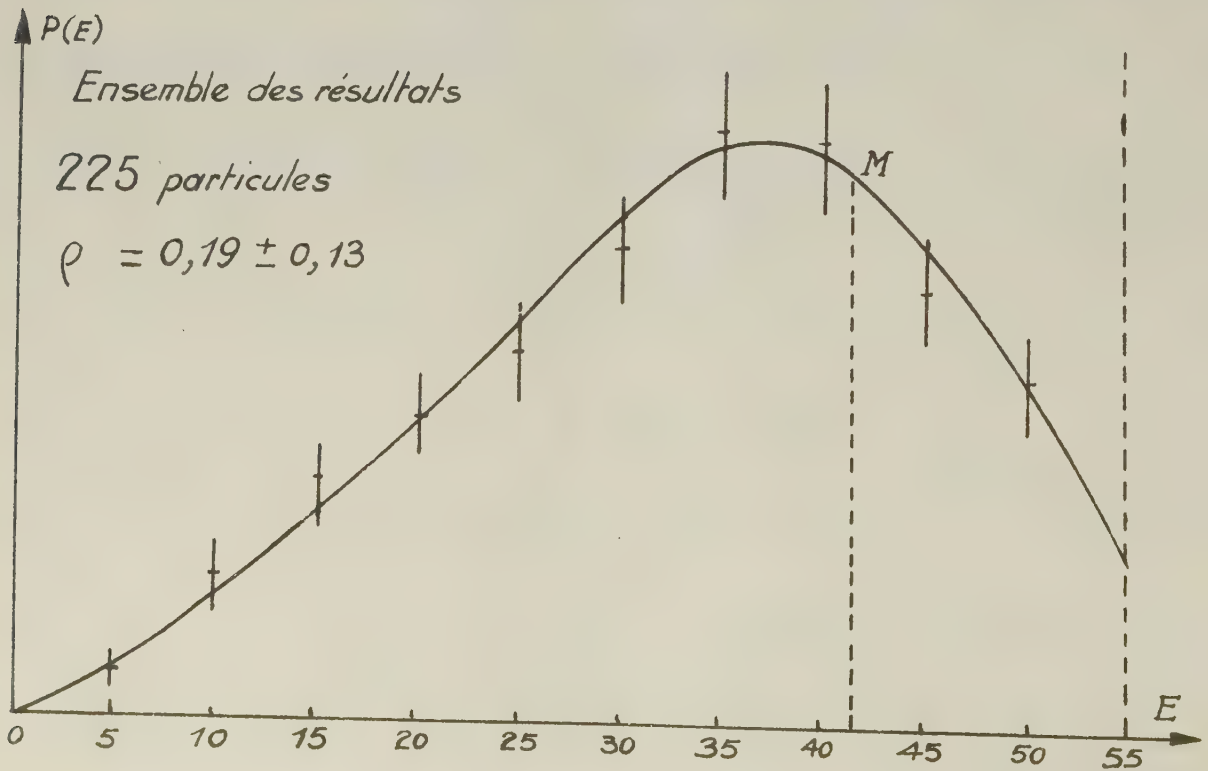
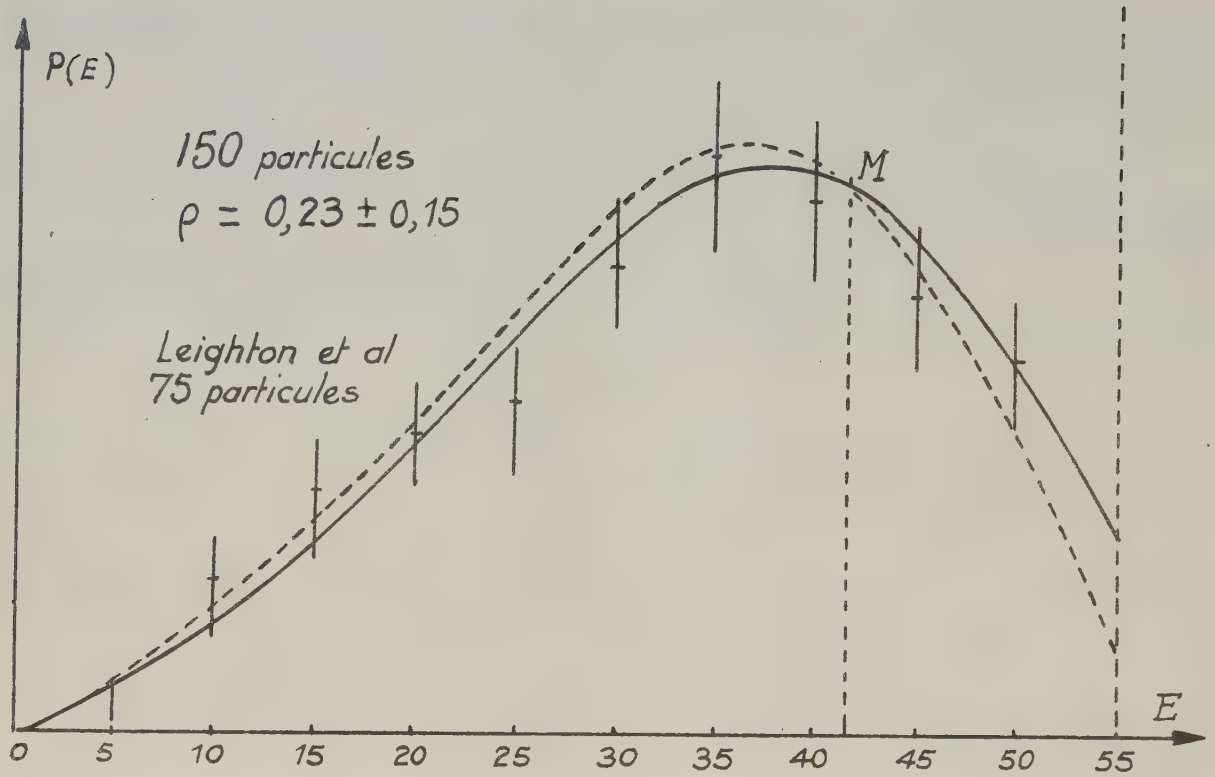


Fig . 30

Seule l'erreur verticale est représentée. Elle est égale à  $\pm\sqrt{n}$ . L'erreur horizontale n'est pas représentée, elle est inférieure à  $\pm 5$  Mev. On voit donc que les intervalles de découpage se chevauchent et que chaque mesure est représentée 2 fois, sauf celles supérieures à 50 Mev. Ceci n'a aucune importance puisqu'il s'agit seulement de comparer la position des points expérimentaux avec la valeur moyenne du spectre théorique dans l'intervalle de 10 Mev correspondant. Le choix de la largeur de ces intervalles que nous avons pris égaux à 10 Mev comme Leighton et al, se justifie par le fait que l'erreur verticale est dans ce cas de l'ordre de grandeur de l'erreur horizontale.

On peut voir clairement que l'accord entre le spectre expérimental et le spectre théorique est satisfaisant en s'adressant aux spectres intégraux; le spectre expérimental intégral peut en effet être construit simplement.

Mais nous allons faire subir une transformation aux ordonnées pour transformer le spectre en une droite, d'une manière analogue à ce qui a été fait dans la radio-activité  $\beta$  (Kurie plot). Il suffira alors de vérifier que les points expérimentaux sont bien alignés sur la droite transformée du spectre théorique le mieux adapté.  $P(E)$  est de la forme  $P(E) = E^2 (AE + B)$ .

Le spectre intégral  $I(E)$  est donc de la forme :  $I(E) = E^3 (A'E + B')$

Donc, si on multiplie les ordonnées par  $\frac{1}{E^3}$ , le nouveau spectre obtenu est une droite :  $I'(E) = A'E + B'$  avec  $I' = \frac{1}{E^3}$ .

La figure 31 représente les résultats obtenus. La droite tracée est la transformée du spectre théorique intégral le mieux adapté. Les points expérimentaux sont représentés tous les 5 Mev.

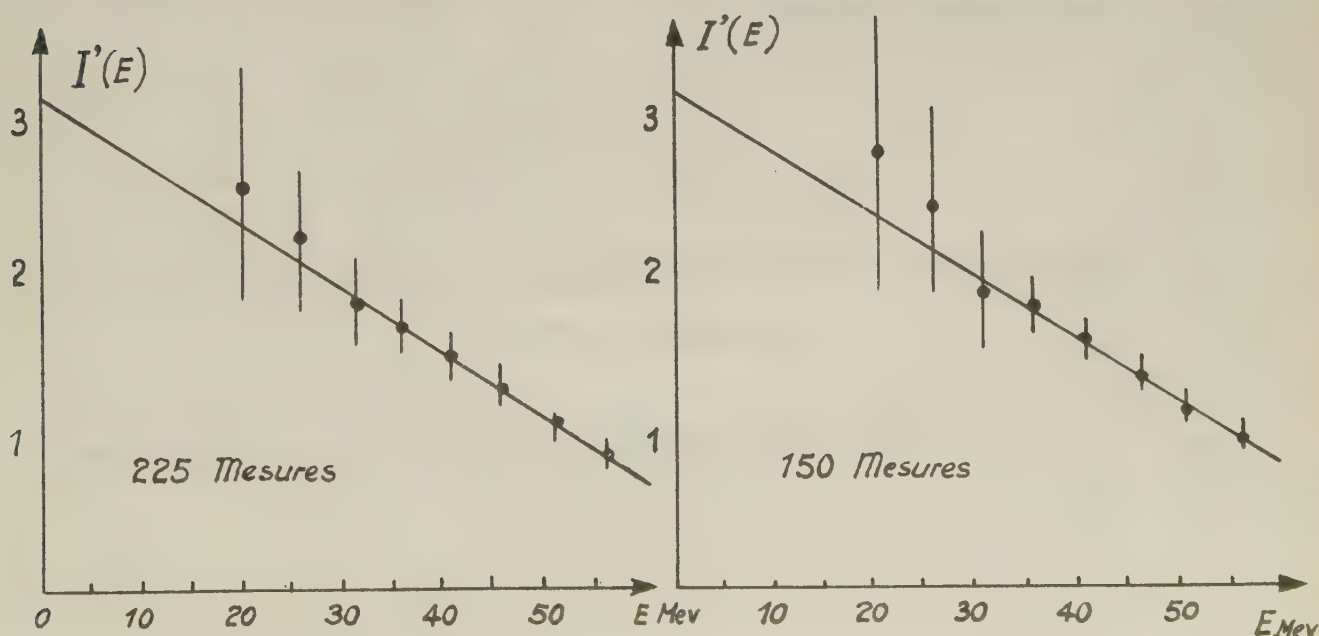


Fig. 31

L'erreur devient extrêmement grande pour les basses énergies. Cela vient de la division par  $\frac{1}{E}$  et du faible nombre de mesures intervenant pour ces énergies. Nous n'avons pas représenté les points relatifs aux énergies de 5, 10 et 15 Mev qui n'ont aucun sens, l'erreur étant supérieure à l'ordonnée de ces points.

Par contre, l'erreur est faible pour les grandes énergies et l'accord est satisfaisant entre la droite et les points expérimentaux.

## Conclusion

Nous avons donc effectué les opérations suivantes :

- 1 - Disposant d'un tableau de 150 mesures d'énergie d'électrons de désintégration du méson  $\mu$  nous avons déterminé lequel des spectres théoriques proposés par Michel s'adaptait le mieux aux résultats expérimentaux.
- 2 - Cette opération nous a conduit à une valeur de  $W$ , et donc de la masse du méson  $\mu$  en bon accord avec les mesures directes de la masse du méson  $\mu$  et nous avons utilisé ces dernières pour déterminer le 2<sup>ème</sup> paramètre  $\rho$  avec une meilleure précision.
- 3 - La comparaison de nos résultats avec ceux de Leighton et al nous a permis de conclure qu'ils étaient en bon accord. Nous avons donc réuni les 75 mesures avec les nôtres et déterminé le spectre le mieux adapté aux 225 mesures.
- 4 - Nous avons ensuite constaté que l'accord entre le spectre théorique ainsi déterminé et le tableau de mesures était satisfaisant pour nos 150 mesures, aussi bien que pour l'ensemble des 225.

On peut donc conclure que, dans la limite des erreurs expérimentales, le spectre d'énergie de l'électron de désintégration du méson  $\mu$  est bien un de ceux proposés par Michel pour le cas de la désintégration du méson  $\mu$  en un électron et 2 neutrinos.

## B

### INTERPRETATION PHYSIQUE DE LA VALEUR TROUVEE POUR $\rho$

L'étude statistique du tableau de mesures a permis le calcul du paramètre  $\rho$

Pour nos 150 mesures :  $\rho = 0,23 \pm 0,17$

Pour les 225 mesures :  $\rho = 0,19 \pm 0,13$

Nous voyons que la valeur  $\rho = 0$ , qui correspond à un spectre tel que  $P(E) = 0$  pour  $E = W$ , n'est pas complètement exclue, puisque les erreurs indiquées sont des

erreurs probables.

L'interaction de Critchfield et Wigner ( $g_2 = g_3 = 0, g_1 = -g_4 = g_5$ ) qui est indépendante de l'ordre des particules (cf. page 58) correspond à  $\rho = \frac{1}{2}$ . Elle semble donc pratiquement exclue.

Comme nous l'avons indiqué plus haut (cf. page 59) la valeur de  $\rho$  obtenue est telle qu'on ne peut rien dire au sujet de l'identité des neutrinos, puisqu'elle est comprise dans l'intervalle commun.

Nous avons vu que Michel a montré (cf. page 58) que  $\rho$  est égal au rapport de 2 formes quadratiques des 5 constantes de couplage  $g_1 g_2 g_3 g_4 g_5$ . Nous avons vu également que ceci suppose le choix d'un certain ordre, pour les 4 particules  $\mu, e, \nu, \nu$ , puisqu'un changement d'ordre modifie les  $g_i$ . Les résultats sont également différents suivant que l'on suppose les 2 neutrinos émis identiques ou différents.

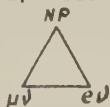
Donc si on veut tirer de la valeur de  $\rho$ , une relation entre les constantes des divers couplages possibles, il est nécessaire de préciser l'ordre des particules et d'envisager les 2 cas possibles au sujet de l'identité ou de la non identité des neutrinos.

### Comparaison avec la Radioactivité $\beta$ .

Puppi (32), Tiomno et Wheeler (33), Lee et al. (34), ont eu l'idée de grouper les 3 phénomènes suivants :

- 1) Radioactivité  $\beta$  :  $N \rightarrow P^+ + e^- + \nu$
- 2) Désintégration du méson  $\mu$  :  $\mu^- \rightarrow \nu + e^- + \nu$
- 3) Capture du méson  $\mu$  par les noyaux lourds :  $\mu^- + P^+ \rightarrow N + \nu$

Ces auteurs ont groupé ces 3 phénomènes dans un triangle :



où figurent aux 3 sommets les couples de particules de particules  $NP, \mu\nu, e\nu$

Tiomno et Wheeler (33) ont noté que les constantes de couplage de ces 3 interactions étaient du même ordre de grandeur.

Il est donc naturel de voir si un seul type d'interaction peut être responsable de ces 3 phénomènes. Mais, pour faire cette comparaison, il est indispensable de choisir un ordre défini pour les 4 particules de chaque interaction et de faire une correspondance bi-univoque. En fait, mis à part des questions de signes, il suffit d'avoir une correspondance entre couples de particules et le "triangle" suggère la correspondance :

$$(\mu, \nu) \leftrightarrow (e, \nu) \leftrightarrow (N, P).$$

Prenons les notations usuelles de la radioactivité  $\beta$  : les 5 constantes d'interaction  $g_1 g_2 g_3 g_4 g_5$  correspondent respectivement à des interactions purement scalaires

vectorielle, tensorielle, pseudovectorielle, pseudoscalaire.

Michel (35) a calculé les expressions de  $\rho$  en fonction des  $g_i$  dans les 2 cas possibles :

1 - les 2 neutrinos sont différents :

$$(1) \quad \rho = \frac{(g_1 - g_3)^2 + (g_3 + g_5)^2 + 2(g_2 + g_4)^2}{g_1^2 + 4g_2^2 + 6g_3^2 + 4g_4^2 + g_5^2} \cdot \frac{3}{4}$$

2 - les 2 neutrinos sont identiques :

$$(2) \quad \rho = \frac{3}{2} \cdot \frac{(g_1 + g_3 - 2g_2 - 2g_4)^2}{(g_1 + 6g_3 - g_5)^2 + 16(g_2 - g_4)^2 + 2(g_1 + g_5 - 2g_2 - 2g_4)^2}$$

Les expériences sur le spectre d'énergie des électrons de désintégration du méson  $\mu$  permettent donc par le calcul de  $\rho$  d'obtenir une relation quadratique entre les  $g_i$ .

De même la comparaison des vies moyennes du méson  $\mu$  et du neutron donnent une autre relation entre les  $g_i$ , dans l'hypothèse d'une interaction identique.

D'autre part l'étude des spectres d'électrons  $\beta$  permet de calculer des relations entre les  $g_i$ , de la radioactivité  $\beta$ .

Michel (35) a discuté l'ensemble des résultats de la radioactivité  $\beta$ . Les résultats expérimentaux obtenus jusqu'à ce jour ne permettent pas encore de calculer tous les  $g_i$  de la radioactivité  $\beta$ .

Lorsque cela sera possible, il sera intéressant de porter les valeurs obtenues dans les relations (1) et (2) donnant  $\rho$  en fonction des  $g_i$ . Si une des relations est vérifiée, on pourra en conclure qu'une même interaction permet d'expliquer la radioactivité  $\beta$  et la désintégration du méson  $\mu$ . On saura de plus si les 2 neutrinos émis sont identiques ou différents. Si on trouve que les 2 neutrinos émis sont différents, on pourra en déduire le résultat fondamental suivant : les neutrinos sont des particules de Dirac et il existe des neutrinos et des antineutrinos.

## C

### ETUDE SEPARÉE DU SPECTRE DES ELECTRONS POSITIFS ET ET DU SPECTRE DES ELECTRONS NEGATIFS

Parmi les 150 électrons de désintégration, 80 sont positifs et 70 négatifs. En utilisant ceux de Leighton et al (23), nous avons à notre disposition 121 électrons positifs et 101 négatifs.

Nous avons déterminé la valeur du paramètre  $\rho$  pour les électrons positifs et négatifs séparément. Comme les masses des mésons  $\mu$  positifs et négatifs sont apparemment égales, nous avons supposé, pour faire la comparaison, que la limite du spectre était égale à 55 Mev exactement, sans erreur.

Le calcul statistique exposé précédemment, donne :

électrons positifs :  $\rho_+ = 0,05 \pm 0,18$

électrons négatifs :  $\rho_- = 0,35 \pm 0,19$

Les spectres correspondants sont représentés sur la figure 32.

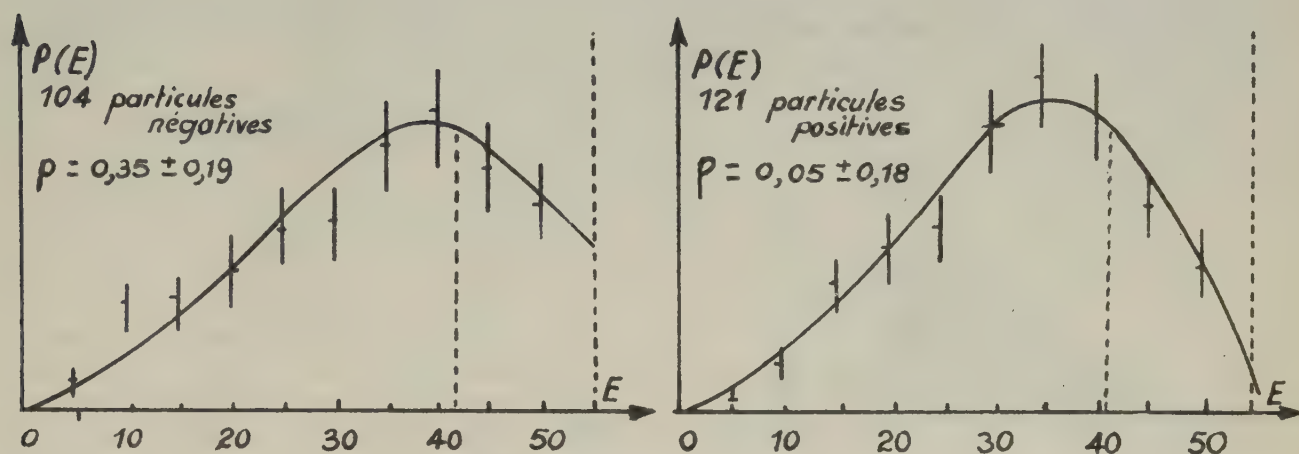


Fig. 32

Une telle différence est surprenante. Rien dans notre dispositif expérimental comme dans celui de Leighton et al, ne peut déformer le spectre des positifs par rapport à celui des négatifs. On pourrait à la rigueur supposer que le piston de la chambre ne recule pas parallèlement à lui-même et qu'il y a dans la chambre un mouvement du gaz de droite à gauche qui pourrait augmenter les rayons de courbure des particules d'un certain signe et diminuer ceux du signe opposé. Mais, même si cet effet existait, il aurait une action identique sur le spectre des positifs et sur celui des négatifs, puisque les nombres d'électrons mesurés, émis vers le haut ou émis vers le bas, sont du même ordre.

Calculons la probabilité pour qu'une telle différence entre  $\rho_+$  et  $\rho_-$  soit due à une fluctuation statistique, dans l'hypothèse de 2 spectres identiques.

Supposons que l'erreur sur  $\rho$  soit gaussienne et que la racine de l'écart quadratique moyen de cette loi de Gauss soit l'écart expérimental, c'est-à-dire 0,19. Les tables de l'intégrale de la fonction de Gauss permettent de calculer la probabilité d'un écart supérieur à une valeur donnée si on connaît la valeur probable, c'est-à-dire  $\rho$ . Mais ici nous ne connaissons pas la vraie valeur de  $\rho$  et nous devons intégrer cette probabilité pour toutes les valeurs possibles de  $\rho$ .

Soit  $f(x)$  la loi de probabilité en coordonnées réduites :

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2}}$$

La probabilité de trouver, pour une certaine valeur de  $\rho$ , un  $\rho$  expérimental à la distance  $x$  de l'origine et un autre  $\rho$  ayant un écart avec le premier, dans un certain sens, supérieur ou égal à  $e$ , a pour valeur :

$$dP = f(x) dx \int_{-\infty}^{x-e} f(x) dx$$

Intégrer pour toutes les valeurs possibles de  $\rho$ , revient à intégrer en faisant varier  $x$  de  $-\infty$  à  $+\infty$ . L'expression de la probabilité cherchée est donc :

$$P(e) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(x) f(x) dx$$

avec :

$$g(x) = \int_{-\infty}^{x-e} f(x) dx$$

La fonction  $g(x)$  est donnée par les tables de la loi de Gauss. L'intégration nécessaire pour le calcul de la probabilité a été faite par approximation.  $e$  a pour valeur :

$$\frac{0,35 - 0,05}{0,19} = 1,58$$

On trouve :  $P = 18\%$

Ce résultat signifie exactement que, dans l'hypothèse de l'identité des 2 spectres, si on répète 100 fois l'expérience que nous avons effectuée, on trouvera environ 18 fois un écart entre les spectres, supérieur ou égal à celui que nous avons trouvé, c'est la seule conclusion certaine que l'on puisse tirer des valeurs obtenues pour  $\rho_+$  et  $\rho_-$ .

Les 2 spectres peuvent donc être identiques, comme le prévoit la théorie et la différence observée serait due à une fluctuation statistique.

Mais rien ne prouve que les 2 spectres sont identiques; comme la probabilité trouvée précédemment est assez faible, nous pensons qu'il serait intéressant que des études plus poussées soient faites sur les 2 spectres pour préciser cette question.

1) - le spectre des électrons positifs de désintégration sera certainement connu avec précision prochainement, grâce aux puissantes sources de mésons  $\mu$  positifs que sont les grands accélérateurs de particules (cf. chapitre I, page 1).

Deux tentatives ont été faites dans ce sens : la première utilise la méthode classique des plaques photographiques (mesure d'énergie par scattering) (2). La deuxième (1) est plus intéressante et utilise un principe très original. Le faisceau de protons accélérés pénètre dans l'entrefer d'un électro-aimant spécial et interagit avec une cible placée au centre de l'entrefer. Des mésons  $\pi$  positifs sont créés. Certains s'arrêtent dans la cible et donnent naissance à des mésons  $\mu$  d'énergie faible qui s'arrêtent en général dans la cible et s'y désintègrent. Le champ magnétique présente une symétrie de révolution, mais a une décroissance telle lorsqu'on s'éloigne de l'axe, que les électrons de désintégration émis dans le plan médian sont focalisés sur un cercle, appelé orbite stable. 4 compteurs à scintillation sont disposés sur ce cercle pour détecter les électrons de désintégration. La position de cet orbite ne dépend pas de l'intensité du champ magnétique, si bien qu'il suffit de faire varier celui-ci et d'enregistrer le taux de comptage des compteurs de détection pour déterminer le spectre.

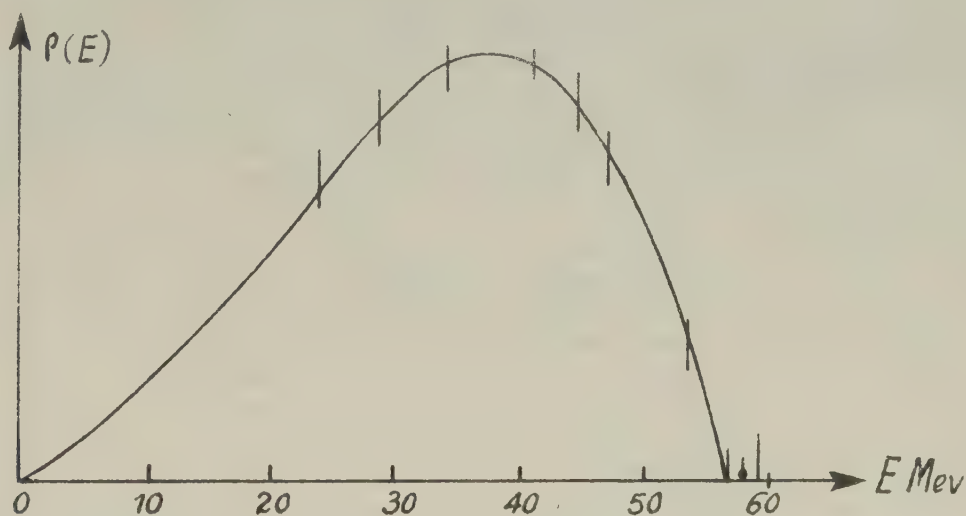


Fig. 34

Le spectre obtenu (figure 34) semble correspondre à une valeur de  $\rho$  très voisine de 0. Il faut noter que ce résultat est en bon accord avec notre détermination de  $\rho_+$  ( $\rho_+ = 0.05 \pm 0.18$ )

Cependant (36) ces auteurs indiquent que la valeur de  $\rho$  pourrait atteindre 0,20 si la masse du méson  $\mu$  est égale à  $210m_e$  ; ces expériences sont poursuivies pour obtenir des résultats définitifs.

2) - Le spectre des électrons **negatifs** ne peut pas être étudié facilement en utilisant des mésons  $\mu$  artificiels (cf. chapitre I, page 1). Il faut donc s'adresser au rayonnement cosmique, par exemple, avec la méthode que nous avons utilisé; mais des expériences très longues seront nécessaires si on veut détecter une éventuelle différence avec le spectre des **positifs**. Peut-être la méthode des plaques photographiques, exposées dans un champ magnétique (37) sera-t-elle d'un précieux concours pour cette étude?

Les mésons  $\mu$  négatifs sont captés sur l'orbite  $K$  d'un noyau lorsqu'ils arrivent en fin de parcours. La désintégration n'a donc pas lieu "au repos" et la vitesse du

du méson  $\mu$  sur l'orbite  $K$  s'ajoute ou se retranche de celle de l'électron. Le spectre des négatifs est donc modifié par cet "effet Doppler".

Remarquons tout d'abord que cet effet peut aussi bien diminuer qu'augmenter la valeur de l'énergie des électrons. Il ne doit donc pas changer la valeur de  $\rho$ , mais seulement augmenter un peu son incertitude. Cet effet a été calculé de façon complète par Porter et Primakoff (38). On peut voir facilement que l'influence sur le spectre est très petite.

Soit  $P$  et  $E$ , la quantité de mouvement de l'électron et son énergie dans le système où le méson  $\mu$  est au repos, et  $P'$  et  $E'$  les mêmes quantités dans le système du laboratoire.

La vitesse du méson  $\mu$  après sa capture est égale à :

$$v = \frac{2\pi e^2 Z}{h} = \frac{cZ}{137}$$

où  $Z$  est la charge du noyau.

Les formules de transformation relativiste donnent dans le cas extrême où les trajectoires du méson et de l'électron sont colinéaires :

$$P' = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} (P \pm \frac{v}{c} E)$$

Dans le graphite où  $Z = 6$ , nous avons :

$$P' = P (1 \pm 0,044)$$

La variation  $P$  est donc inférieure à 5%.

Cet effet n'introduit donc qu'une incertitude supplémentaire sur la valeur des énergies mesurées, plus petite en général que l'erreur de mesure. La valeur de  $\rho_-$  n'est pas modifiée.

## TROISIEME PARTIE

# APPLICATION A L'ETUDE DE LA CAPTURE DES MESONS $\mu$ NEGATIFS DANS LES NOYAUX LOURDS

## Chapitre VIII

La capture des mésons  $\mu$  négatifs dans les noyaux lourds a été démontrée par l'expérience célèbre de Conversi, Pancini et Piccioni (39) en 1947. Ces auteurs utilisaient des lentilles magnétiques pour séparer les mésons positifs des négatifs et montrèrent que, dans le fer, à l'opposé du carbone, seule les mésons positifs donnaient un électron de désintégration.

Par la suite, plusieurs expériences ont été faites, Sigurgeirsson et Yamakawa (40), G. Valley (41), H.K. Ticho (42), et il est maintenant bien établi que la diminution apparente de la vie moyenne des mésons  $\mu$  négatifs lorsqu'ils s'arrêtent dans un absorbant lourd peut s'expliquer de la façon suivante :

Lorsqu'un méson  $\mu$  négatif dans un absorbant n'a plus une énergie nécessaire pour produire de l'ionisation, il perd son énergie résiduelle et tombe dans l'orbite  $K$  du noyau le plus proche en un temps très court devant sa vie moyenne, de l'ordre de  $10^{-12}$  sec (Fermi et al (43)). Le méson est alors sollicité par 2 réactions : l'une indépendante du noyau, c'est sa désintégration naturelle et un électron et deux neutrinos. L'autre est sa capture par le noyau, dont la probabilité augmente rapidement avec le nombre atomique  $Z$  de ce noyau.

Cette capture par les noyaux, du méson  $\mu$  négatif est caractérisée par les résultats suivants :

- 1) - une faible partie de l'énergie de masse du méson  $\mu$  (10 à 15 Mev) est transférée en énergie d'excitation du noyau (44) (45) (46) (48).
- 2) - Un ou deux neutrons sont émis après la capture (47) (48).
- 3) - il existe certainement des cas où il n'y a pas d'électron émis (40) (41) (42).

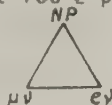
Celle-ci peut donc se décrire par la réaction (Tiomno et Wheeler (33)).



On suppose donc l'émission d'un neutrino  $\nu$ , qui aurait une énergie voisine de 90 Mev.

Cette réaction est nanalogue à la capture  $K$  des noyaux.

C'est la troisième réaction du triangle de Wheeler dont la désintégration  $\beta$  et la désintégration du méson  $\mu$  sont les 2 premières.

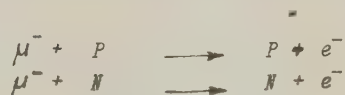


Tiomno et Wheeler (33) ont montré que la constante de couplage de cette interaction était du même ordre que celle des 2 autres interactions du triangle.

## A

### REACTION DE CAPTURE

C.Peyrou nous a proposé d'étudier si les réactions suivantes



pouvaient se produire dans la capture des mésons  $\mu$  négatifs. Ces réactions sont tout à fait analogues à la réaction :



Ces 3 réactions peuvent être groupées dans la réaction suivante :



Ces 3 réactions sont indépendantes et la réaction avec émission de neutrino n'entraîne pas a priori les réactions avec émission d'électrons.

Au point de vue expérimental, les réactions suggérées par C.Peyrou devraient se présenter de la façon suivante : lorsque des mésons  $\mu$  négatifs sont arrêtés dans un absorbant lourd, un électron est émis avec une énergie voisine de 90 Mev. Notre dispositif expérimental se prête donc très bien à une telle étude puisqu'il permet de photographier des mésons  $\mu$  arrêtés dans des écrans. De plus, le mode de sélection des mésons par anti-coïncidence permet de prendre la photo, même si l'électron est émis avec un retard très faible, ce qui doit être le cas pour des noyaux lourds où la vie moyenne de capture est très courte ( $10^{-8}$  sec. environ).

#### Probabilité de capture.

Soit  $\lambda$  la probabilité, par unité de temps, de désintégration d'un méson  $\mu$  et  $\lambda'$  la probabilité par unité de temps de capture d'un méson  $\mu$  négatif lorsqu'il est sur un orbite  $K$  d'un certain noyau.

On a :  $\lambda = \frac{1}{\tau}$   $\tau$  : vie moyenne du méson  $\mu$

La probabilité pour que le méson ait disparu au bout du temps  $t$  est égale à :

$$P = 1 - e^{-(\lambda + \lambda')t}$$

On a donc :

$$\tau = \frac{1}{\lambda + \lambda'}$$

Les mésons  $\mu$  négatifs ont une vie moyenne apparente plus courte lorsqu'ils s'arrêtent dans des noyaux lourds. Si on suppose qu'il n'y a émission d'électron que lorsque s'est désintégré le méson, on a :

$$\frac{N_e}{N} = \frac{\lambda}{\lambda + \lambda'}$$

$N$  est le nombre de mésons arrêtés,  $N_e$  est le nombre d'électrons émis.

S'il y a parfois émission d'électron après la capture, nous avons :

$$\frac{N_e}{N} > \frac{\lambda}{\lambda + \lambda'}$$

$\lambda'$  est le produit de 2 nombres  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ .  $\lambda_1$  est la probabilité pour qu'un méson  $\mu$  sur l'orbite  $K$  soit dans le noyau au voisinage d'un proton.  $\lambda_2$  est la probabilité de capture d'un méson  $\mu$  négatif lorsqu'il est dans le noyau au voisinage d'un proton.

$\lambda_1$  dépend beaucoup du noyau, alors que  $\lambda_2$  en est indépendant en première approximation. Si  $\psi$  est la fonction d'onde du méson dans l'orbite  $K$ , et  $R$  le rayon du noyau, on a :

$$\lambda_1 = A \int_0^R \psi \psi^* d\omega$$

Wheeler (49) a montré que  $\lambda_1$  devait être proportionnel à  $Z^4$  pour un noyau de charge de  $Z$ , avec la convention suivante : Pour un noyau de faible charge, le rayon du noyau est assez petit pour qu'on puisse supposer toute la charge concentrée au centre et le calcul du facteur  $Z^4$  est valable. Pour les noyaux lourds, au contraire, le rayon du noyau est grand devant le domaine de la fonction d'onde  $S$  du méson dans l'orbite  $K$ . Dans le cas de l'uranium, par exemple, le méson  $\mu$  est pendant 55% de son temps à l'intérieur du noyau. Il est alors nécessaire de tenir compte de ce que le potentiel électrique ne peut plus être pris égal à  $\frac{Ze^2}{r}$  pour les valeurs de  $r$  inférieures à  $R$ , rayon du noyau. Wheeler (49) fait correspondre à chaque  $Z$  un  $Z$  efficace ( $Z_{eff}$ ) et a démontré que la loi en  $Z^4$  valable pour les noyaux légers était vraie pour les noyaux lourds en remplaçant  $Z$  par  $Z_{eff}$ .

Remarquons que la connaissance précise de  $Z_{eff}$ , possible par des expériences sur la vie moyenne des mésons  $\mu$  négatifs arrêtés dans les noyaux lourds, donne des renseignements sur le potentiel électrique à l'intérieur du noyau.

Au point de vue expérimental, la loi en  $Z^4$  a été vérifiée par Valley (41) et Ticho (42), pour les  $Z$  moyens. Ce dernier a trouvé l'exposant de  $Z$  égal à  $3,7 \pm 0,85$ . Tout récemment et indépendamment de notre travail, Harisson et al (50) ont mesuré la vie moyenne du méson  $\mu$  négatif dans le cuivre et l'antimoine en utilisant des compteurs à scintillation. Leurs résultats en accord avec les nôtres vérifient la valeur du  $Z$  efficace calculée par Wheeler.

## B

### ETUDE EXPERIMENTALE

Le but de cette expérience est la détermination de  $\frac{N_e}{N}$ , rapport du nombre de mésons  $\mu$  négatifs émettant un électron au nombre total de mésons négatifs arrêtés dans le cuivre ou l'étain.

Pour cette étude, les écrans de graphite de la chambre de Wilson ont été remplacés par des écrans de cuivre et d'étain de 0,5 cm d'épaisseur. Les mésons  $\mu$  des 2 signes s'arrêtent dans ces écrans et sont sélectionnés par anticoincidence par le même dispositif que pour l'étude du spectre des électrons de désintégration. La sélection des mésons  $\mu$  négatifs émettant un électron, est donc indépendante de l'intervalle de temps qui sépare l'arrivée du méson dans l'orbite  $K$ , de l'émission de l'électron.

Tous les électrons émis ne sont pas visibles, mais on connaît la proportion des électrons visibles puisqu'on photographie aussi les mésons positifs, qui, eux, donnent tous un électron.

Soit  $N^+$  et  $N^-$  les nombres de mésons  $\mu$  positifs arrêtés dans les écrans qui ont été photographiés. Soit  $n^+$  et  $n^-$  les nombres de mésons qui ont donné un électron visible.

La proportion  $\frac{N_e}{N}$  de mésons négatifs émettant un électron est égale à :

$$\frac{N_e}{N} = \frac{n^-}{N^-} \cdot \frac{N^+}{n^+}$$

Les quantités  $N^+$ ,  $N^-$ ,  $n^+$ ,  $n^-$  sont déterminées expérimentalement à partir des clichés. Il suffit d'identifier les mésons arrêtés dans les écrans, de noter leur signe, de regarder s'ils émettent un électron visible et de les compter dans les différents cas.

Leur identification se fait de la même manière que pour l'étude du spectre d'énergie des électrons de désintégration.

Il faut être sûr cependant que l'électron émis n'est pas un électron résultant d'un effet Auger lors de la transition du méson  $\mu$  d'un niveau supérieur au niveau fondamental.

Wheeler (49) a calculé les énergies de ces niveaux, en tenant compte des dimensions finies du noyau.

Les énergies de liaison du niveau fondamental  $1S$  pour le cuivre et l'étain sont :

|          |          |                       |
|----------|----------|-----------------------|
| Cuivre : | $Z = 29$ | $E = 2,1 \text{ Mev}$ |
| Etain :  | $Z = 50$ | $E = 4,6 \text{ Mev}$ |

Nous avons effectivement trouvé un méson  $\mu$  négatif qui émettait un électron ayant une énergie de 0,9 Mev en sortant de l'écran. Nous l'avons considéré comme un électron résultant d'un effet Auger et il a été éliminé des statistiques.

9 000 photos ont été prises dans cette expérience.

Les résultats sont les suivants :

Cuivre :  $Z = 29$

Etain :  $Z = 50$

$$N^+ = 140$$

$$N^+ = 83$$

$$n^+ = 79$$

$$n^+ = 53$$

$$N^- = 112$$

$$N^- = 69$$

$$n^- = 6$$

$$n^- = 3$$

$N^\pm$  représente le nombre de mésons arrêtés d'un certain signe.

$n^\pm$  représente le nombre de mésons arrêtés d'un certain signe émettant un électron visible.

La proportion de mésons négatifs émettant un électron est égale à :

$$\frac{N_e}{N} = \frac{n^-}{N^-} \cdot \frac{N^+}{n^+}$$

$$\text{d'où } \frac{N_e}{N} \text{ Cu} = 0,095 \quad \frac{N_e}{N} \text{ Sn} = 0,068$$

Les valeurs trouvées pour  $\frac{N_e}{N}$  sont affectées d'erreurs importantes provenant presque exclusivement des valeurs très petites de  $n^-$ . L'erreur probable relative sur  $\frac{N_e}{N}$  est donc de l'ordre de  $\frac{1}{\sqrt{n^-}}$ .

On a donc :

$$\frac{N_e}{N} \text{ Cu} = 0,095 \pm 0,042 \quad \frac{N_e}{N} \text{ Sn} = 0,068 \pm 0,040$$

## C

### INTERPRETATION DES RESULTATS

Nous avons vu au début du chapitre que, dans le cas où il n'y a pas émission d'électron après la capture par le noyau du méson  $\mu$  négatif, le rapport  $\frac{N_e}{N}$  est égal à :

$$\frac{N_e}{N} = \frac{\lambda}{\lambda + \lambda'}$$

$\lambda$  est la probabilité de désintégration du méson  $\mu$  et  $\lambda'$  la probabilité de capture par le noyau.

On a :

$$\frac{\lambda}{\lambda + \lambda'} = \frac{\tau^-}{\tau^+}$$

où  $\tau^+$  est la vie moyenne des mésons  $\mu$  positifs et  $\tau^-$  la vie moyenne des mésons  $\mu$  négatifs à l'arrêt dans un certain absorbant.

S'il y a parfois émission d'électron après capture, comme l'a suggéré C. Peyrou, on a :

$$\frac{N_e}{N} > \frac{\lambda}{\lambda + \lambda'} \quad \text{ou} \quad \frac{N_e}{N} > \frac{\tau^-}{\tau^+}$$

Supposons donc que  $\lambda'$  soit la somme de 2 termes  $\lambda'_\nu$  et  $\lambda'_e$  correspondant aux 2 réactions de capture :



$\lambda'_\nu$  est la probabilité de capture avec le 1<sup>er</sup> schéma de réaction.

$\lambda'_e$  est la probabilité de capture avec le 2<sup>ème</sup> schéma de réaction.

On a donc alors :

$$\frac{N_e}{N} = \frac{\lambda' + \lambda'_e}{\lambda + \lambda'_e + \lambda'_\nu} \geq \frac{\tau^-}{\tau^+}$$

Nous avons d'autre part :

$$\tau^+ = \frac{1}{\lambda} \quad \tau^- = \frac{1}{\lambda + \lambda'_e + \lambda'_\nu}$$

On en déduit la proportion  $\frac{\lambda'_e}{\lambda'_e + \lambda'_\nu}$  des mésons négatifs capturés par le noyau émettant un électron :

$$\frac{\lambda'_e}{\lambda'_e + \lambda'_\nu} = \frac{\frac{N_e}{N} \tau^+ - \tau^-}{\tau^+ - \tau^-}$$

Les quantités figurant au second membre sont déterminées par l'expérience :

$\frac{N_e}{N}$  est donné par notre expérience

$\tau^+$  est la vie moyenne du méson  $\mu$  positif :  $\tau^+ = 2,15 \cdot 10^{-6}$  sec

$\tau^-$  a été mesuré récemment par Harrison et al (50) pour le cuivre et l'antimoine, comme nous l'avons signalé plus haut. L'antimoine a un nombre atomique ( $Z=51$ ) très voisin de celui de l'étain ( $Z=50$ ) et, à la précision de nos expériences, nous pouvons considérer nos résultats trouvés pour l'étain, valables pour l'antimoine.

1/ Nous trouvons :

1/ pour le cuivre :  $\frac{\lambda'_e}{\lambda'_e + \lambda'_\nu} = 0,040 \pm 0,05$

2/ pour l'antimoine :  $\frac{\lambda'_e}{\lambda'_e + \lambda'_\nu} = 0,043 \pm 0,04$

Nous constatons que les 2 valeurs trouvées sont égales comme cela doit être.

Les valeurs trouvées montrent que la proportion des réactions de capture avec émission d'électron est nulle ou très faible.

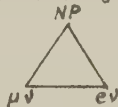
S'il y a émission d'électron après capture, nous avons vu que l'énergie à l'émission doit être voisine de 90 Mev. Les 9 électrons observés provenant d'un méson  $\mu$  négatif ne sont pas tous mesurables, parce qu'ils ont des longueurs visibles trop courtes. Ceux dont on a pu évaluer la courbure n'ont pas des énergies dépassant 55 Mev, énergie limitée du spectre de désintégration.

Mais cela ne prouve pas que les électrons mesurés n'avaient pas une énergie de 90 Mev à l'émission. En effet, ils ont du traverser une certaine épaisseur de cuivre ou d'étain avant d'émerger de l'écran et ils ont pu perdre une partie importante de leur énergie par Bremstrahlung. D'autre part, si ces électrons ont été émis après la capture, ils l'ont été à l'intérieur du noyau et un Bremstrahlung important au départ doit être possible.

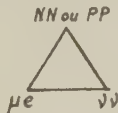
Néanmoins, des valeurs trouvées pour  $\frac{\lambda_e'}{\lambda_e' + \lambda_\nu'}$  il semble bien que les réactions avec émission d'électrons soient complètement interdites.

On peut alors en déduire un résultat intéressant pour le couplage des particules 2 à 2 dans l'interaction entre le méson  $\mu$ , l'électron et les 2 neutrinos, étudié dans la 11<sup>ème</sup> partie de ce travail.

Nous avons vu que le "triangle de Wheeler" imposait les couplages  $(\mu\nu)(e\nu)$



Si les réactions suggérées par C. Peyrou existaient, on pourrait envisager un autre triangle d'interaction :



Le premier côté représente l'interaction proposée par C. Peyrou, le 2<sup>ème</sup> représente la désintégration du méson  $\mu$  avec des couples de particules différentes du cas précédent. Le 3<sup>ème</sup> côté représente des interactions Neutron-Neutron ou Proton-Proton avec émission d'une paire de neutrinos, indécélables par l'expérience.

Puisque nous avons constaté que la proportion des réactions avec émission d'électrons dans la capture était nulle ou très faible on peut en déduire que les interactions représentées par les 2 autres côtés du triangle sont nulles ou très petites comparées aux interactions correspondantes du "triangle de Wheeler".

Donc, si dans la désintégration du méson  $\mu$ , il existe une interaction entre les couples  $(\mu e)$  et  $(\nu\nu)$ , elle est nulle ou très faible devant l'interaction entre les couples  $(\mu\nu)$  et  $(e\nu)$ .



## CONCLUSION

Le but de ce travail était essentiellement une détermination plus précise du spectre d'énergie des électrons du méson  $\mu$  afin de vérifier le schéma :

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu + \bar{\nu}$$

150 mesures d'énergie ont été obtenues, auxquelles peuvent s'ajouter les 75 mesures de Leighton et al.

L'étude statistique de ces résultats nous a conduits à conclure qu'un des spectres théoriques proposés représentait bien cet ensemble de mesures. C'est le spectre

$$P(E) = \frac{4}{W^4} \left[ E^3 \left( \frac{8}{3} \rho - 3 \right) + E^2 W (3 - 2\rho) \right]$$

avec :

$$W = 55 \pm 1 \text{ Mev} \quad \rho = 0,19 \pm 0,13$$

De la valeur obtenue pour  $\rho$ , on déduit une relation entre les 5 constantes de couplage de l'interaction, qui s'exprime différemment suivant que les 2 neutrinos émis sont supposés identiques ou différents.

Nous trouvons une différence entre les spectres des électrons des mésons  $\mu$  positifs et négatifs. Cette différence peut être due à une fluctuation statistique de probabilité 18%; il nous semble intéressant de continuer de telles expériences pour vérifier si l'écart trouvé était bien du à une fluctuation

Le travail de Michel a été utilisé pour indiquer comment pourra se vérifier l'hypothèse d'une interaction unique pour les 3 réactions du "triangle de Wheeler", lorsqu'on connaîtra l'interaction de la radioactivité  $\beta$ .

L'étude de la capture des mésons  $\mu$  négatifs dans le cuivre et dans l'étain a permis de retrouver, par une méthode différente, les résultats de Harrison et al, relatifs à la valeur du  $Z$  efficace calculé par Wheeler. On a déduit de cet accord que les réactions proposées par C. Peyrou étaient très improbables, sinon interdites. Les réactions et couples de particules indiqués par le "triangle de Wheeler" semblent donc être les seuls possibles.

Je prie M. L. Leprince-Ringuet de bien vouloir trouver ici l'expression de toute ma reconnaissance. Ses conseils et ses encouragements ont toujours été une aide précieuse. J'ai été attiré vers la physique par le laboratoire qu'il a fondé et qu'il continue à diriger, où j'ai toujours rencontré le meilleur esprit de sympathie et d'amicale collaboration.

Ma gratitude s'adresse aussi à M.C. Peyrou qui m'a constamment guidé dans ce travail. Je lui suis redevable d'une grande part de ma formation.

MM. B.P. Grégory et L. Michel m'ont aidé à préciser certaines questions et je tiens à les en remercier vivement.

L'aide apportée par tous mes camarades de laboratoire qui ont assuré le fonctionnement des appareils est inappréciable; je remercie tout particulièrement M<sup>lles</sup> F. Bousser, A. Lecourtois et N. Schnerb, MM. C.A. D'Andlau, J.C. Bauwens, Mc Govern, L. Jauneau Hoang Tchang Fong et J. Trembley.

Ma reconnaissance va également à M. G. Chaussier, aide technique du C.N.R.S., tant pour le soin apporté dans la réalisation des différents appareils que pour ses intéressantes suggestions dans la construction de la chambre de Wilson.

Je voudrais remercier aussi M.E. Nageotte pour la construction de l'électro-aimant ainsi que MM. P. Ferrand et C. Berger qui ont réalisé le sélecteur de coïncidence.

Enfin, j'exprime mes remerciements à la Direction des Etudes et Fabrications d'Armement qui a permis la réalisation de ce travail et en particulier à M. L'Ingénieur Général Salmon et à M. L'Ingénieur Général Lafargue.



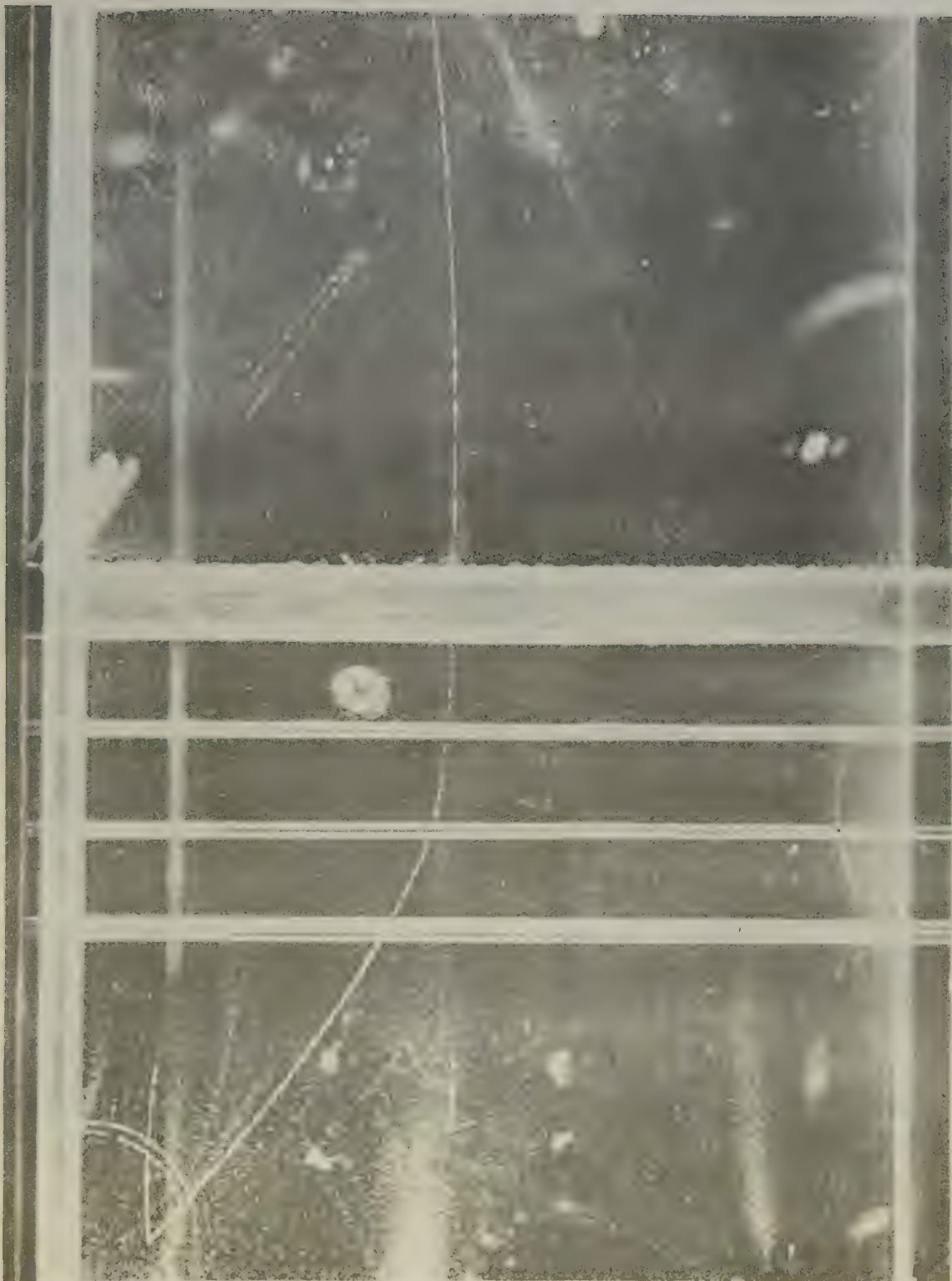
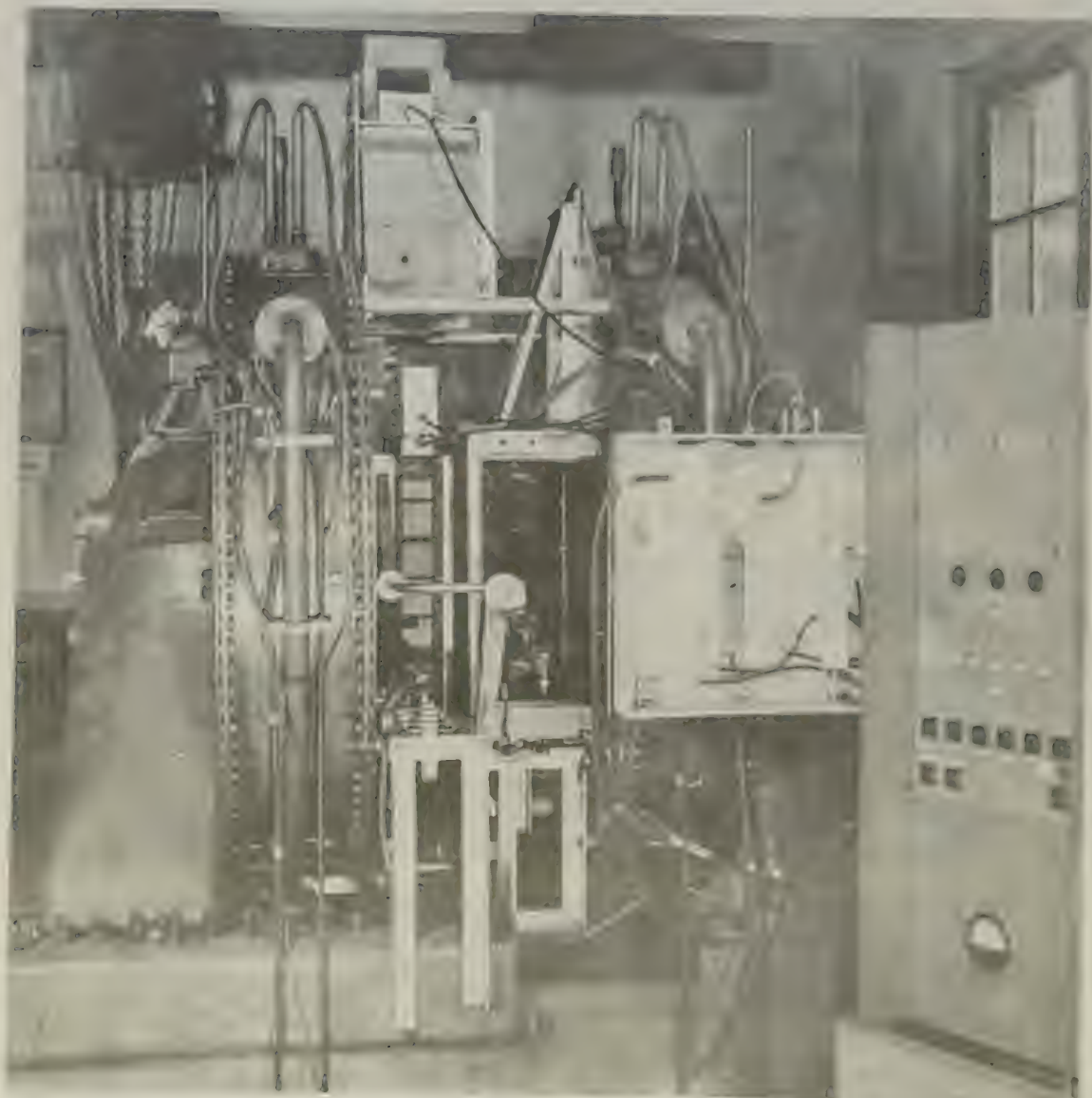


PLANCHE I - Désintégration en vol d'un méson  $\mu^+$  d'impulsion 70 Mev/C



- PLANCHE II -

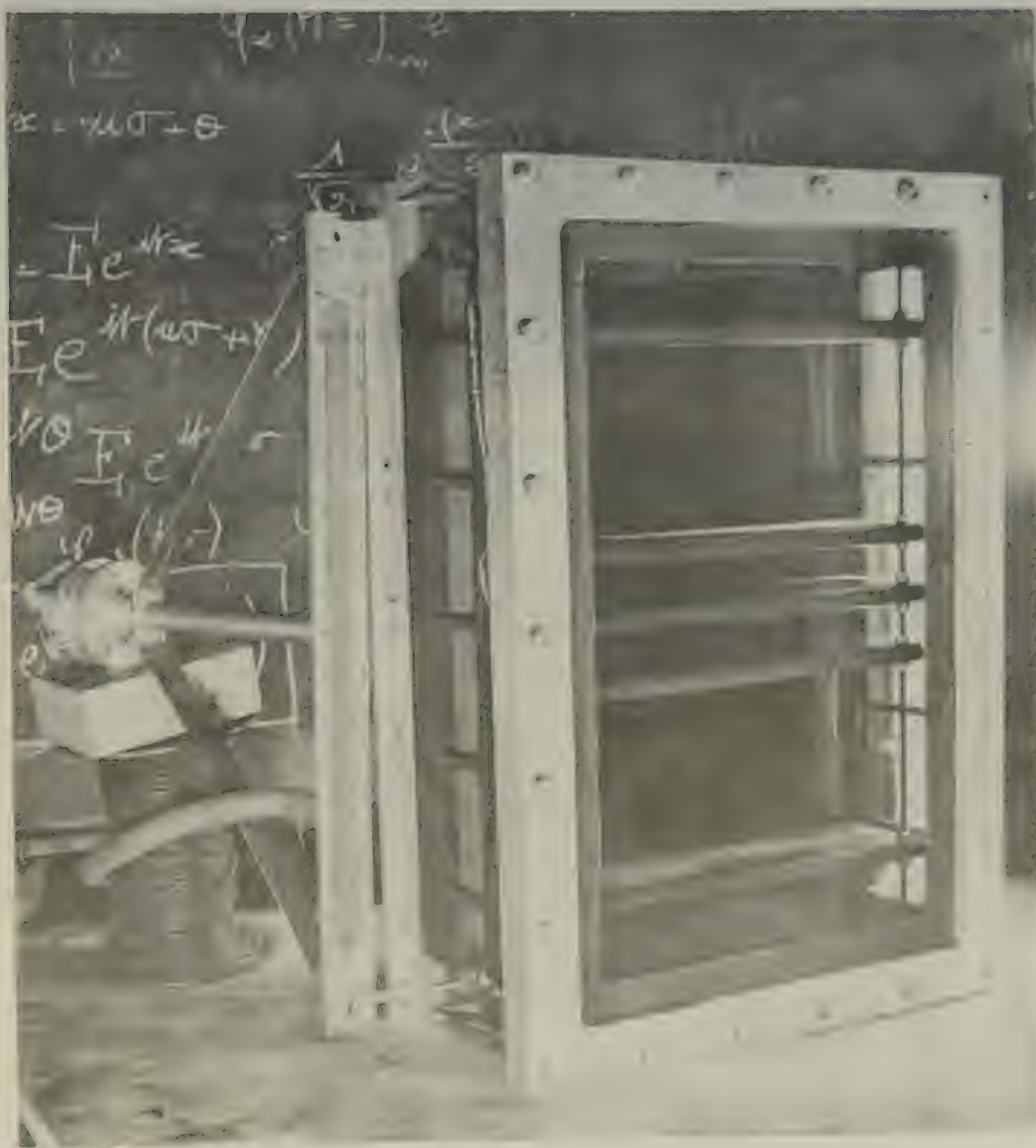


PLANCHE III - Chambre de Wilson



PLANCHE IV - Exemple d'un électron de désintégration mesurable inutilisable pour les statistiques

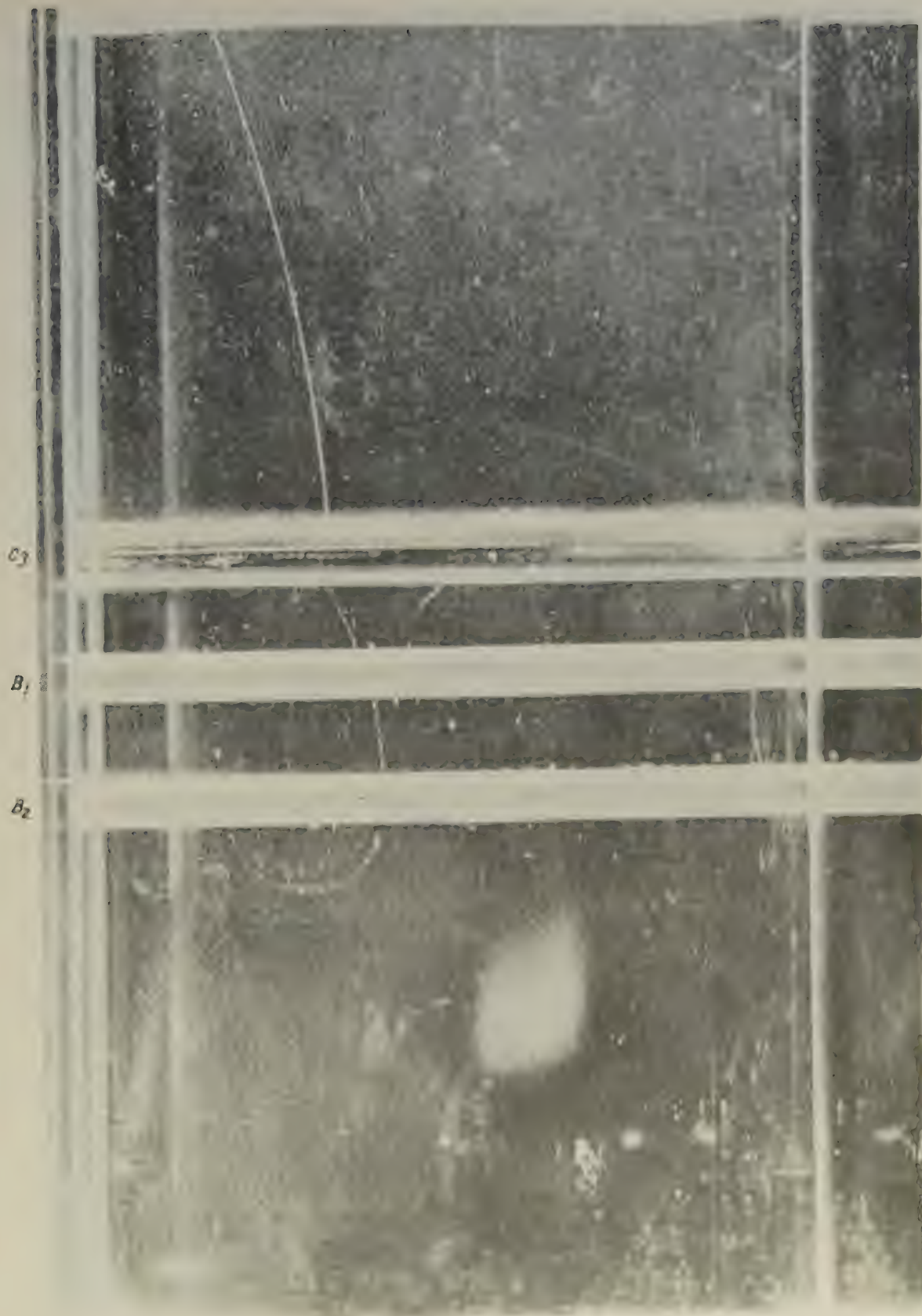


PLANCHE V - Désintégration d'un méson  $\mu^+$  dans la boîte compteurs  $C_3$  avec  
émission de l'électron vers le bas

$C_3$

$B_7$

$B_2$

PLANCHE VI - Désintégration d'un méson  $\mu^-$  dans la boîte compteurs  $C_3$  avec  
émission de l'électron vers le haut

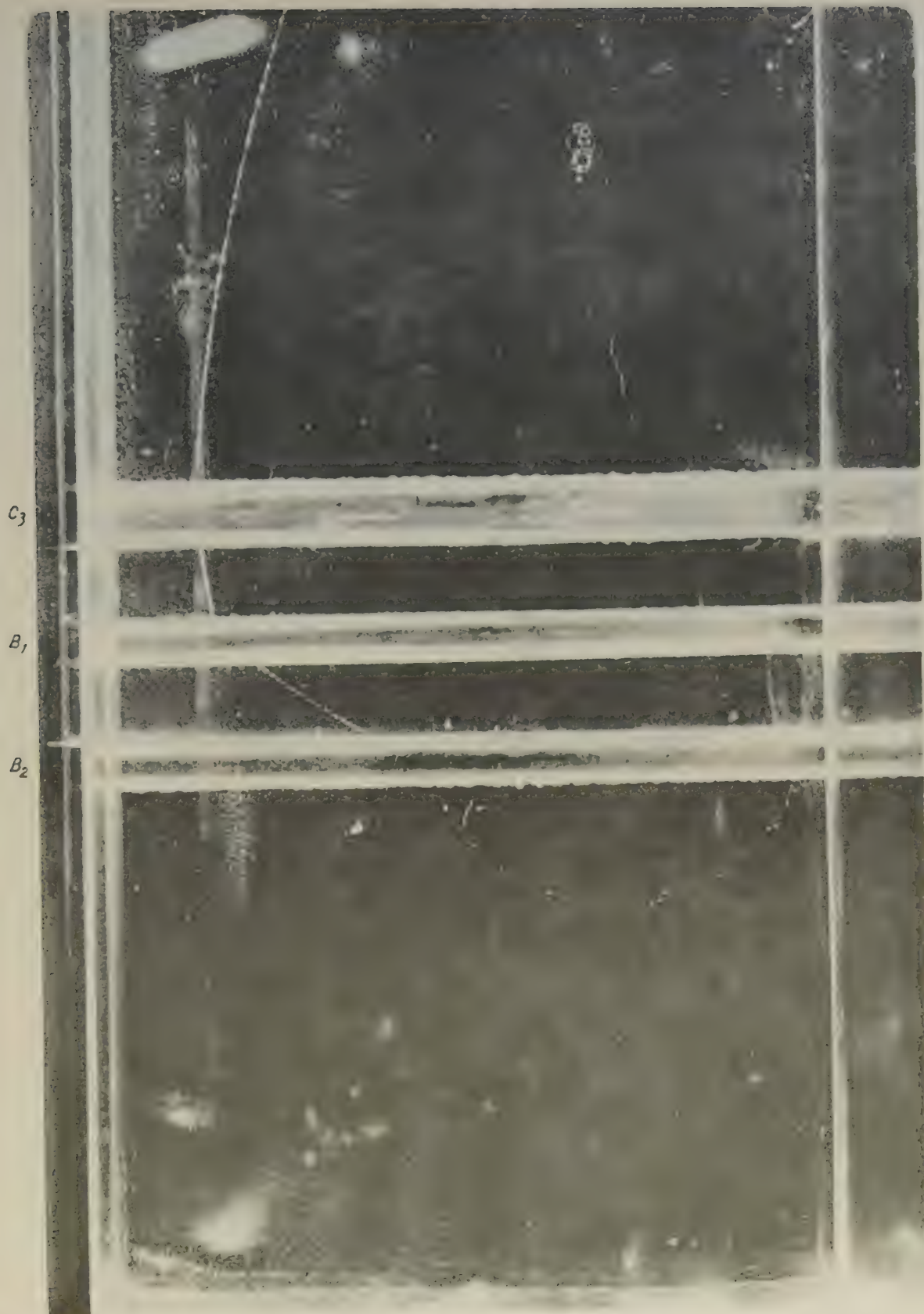


PLANCHE VII - Désintégration d'un méson  $\mu^-$  dans l'écran  $B_1$  avec émission de l'électron vers le bas .

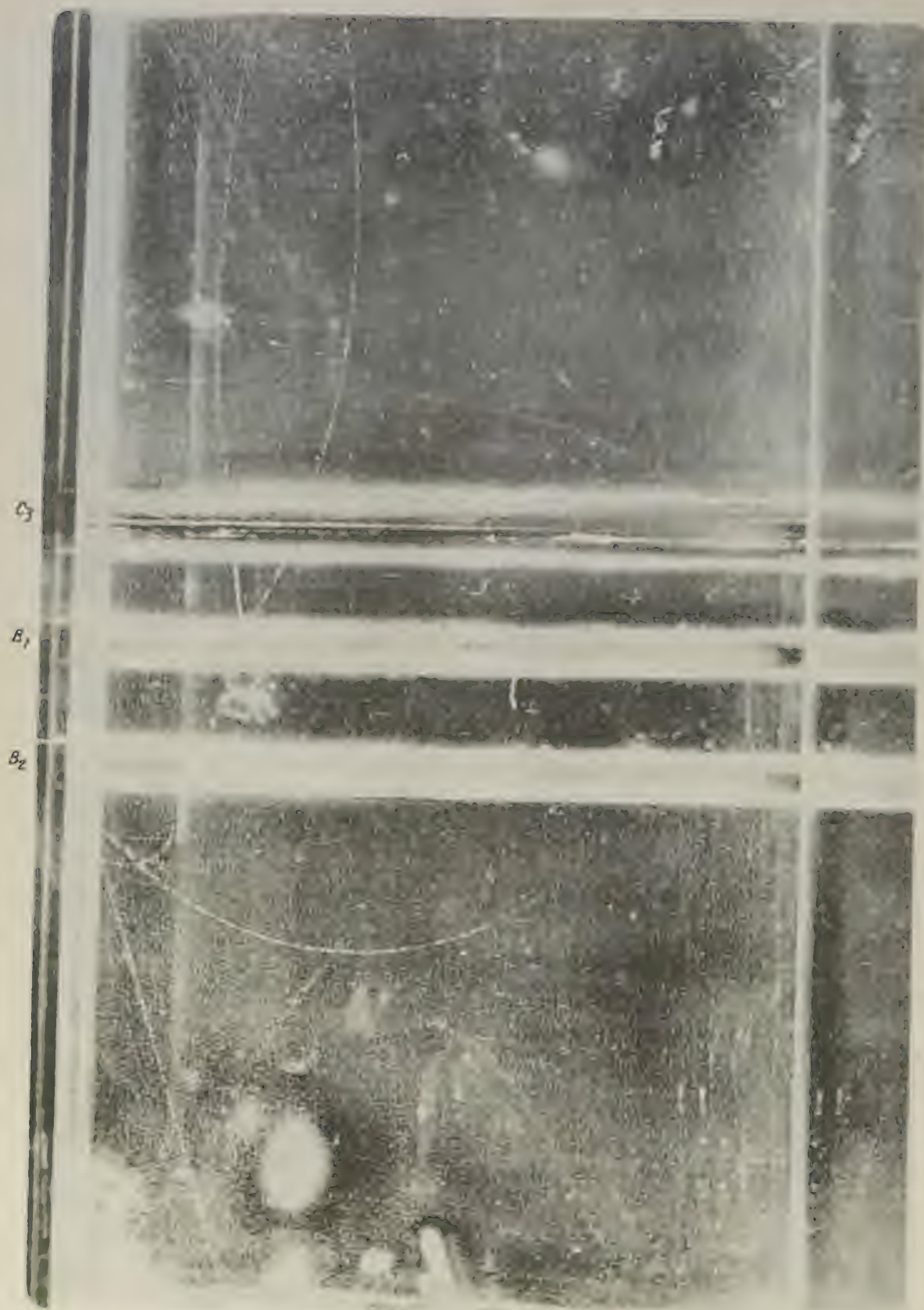


PLANCHE VIII - Désintégration d'un méson  $\mu$  dans l'écran  $B_1$  avec émission de l'électron vers le haut



PLANCHE IX - Désintégration d'un méson  $\mu^-$  dans l'écran  $B_2$  avec émission de l'électron vers le bas

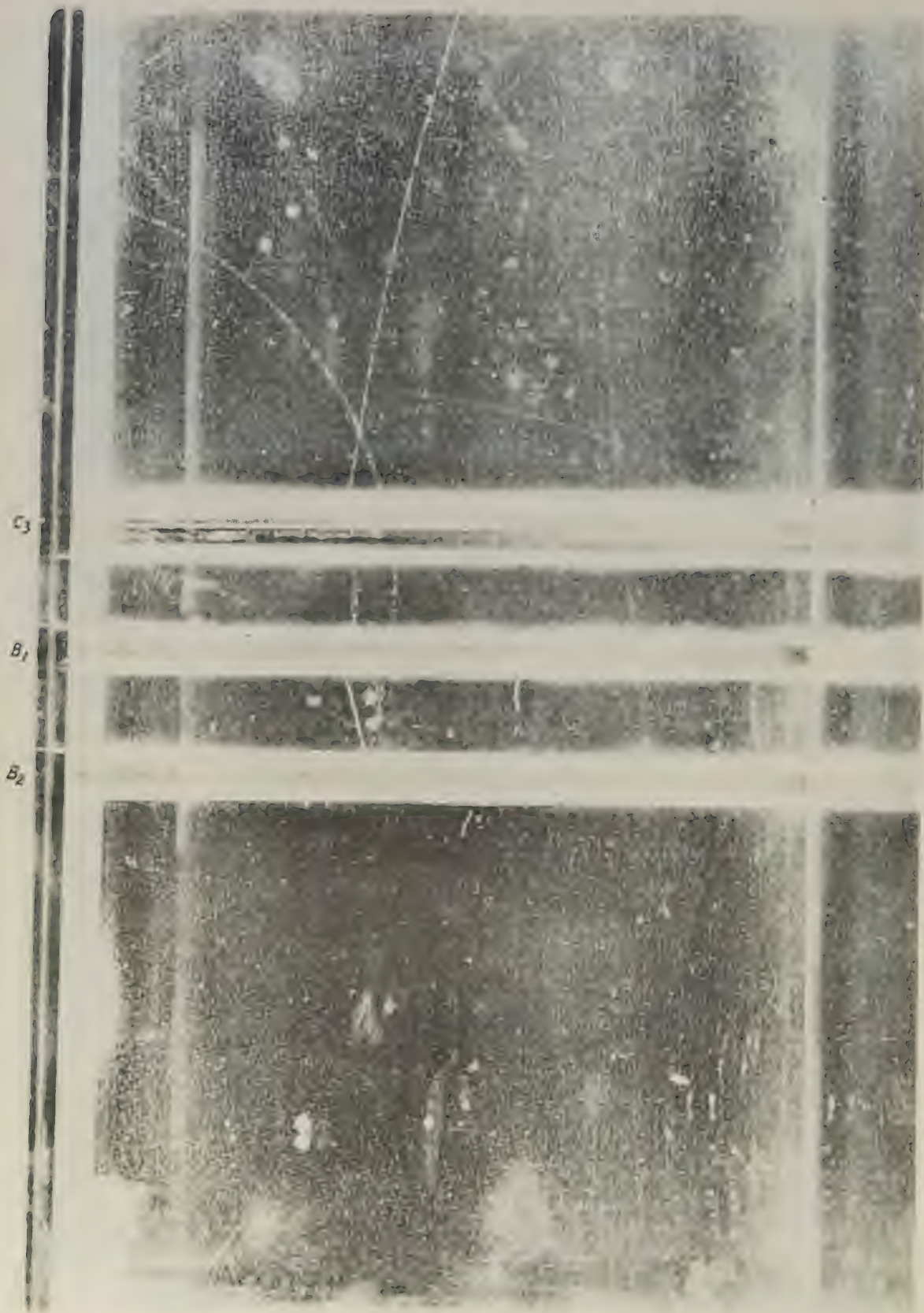


PLANCHE X - Désintégration d'un méson  $\mu^-$  dans l'écran  $B_2$  avec émission de l'électron vers le haut

# - R E F E R E N C E S -

- (1) - R. Sagane, W.L. Gardner, M.W. Hubbard - Phys. Rev. 82, p. 557 (1951)
- (2) - H. Bramson, W.W. Havens - Phys. Rev. 83, p. 851 (1951)
- (3) - P.M.S. Blackett - Proc. Roy. Soc. 146, p. 281 (1934)
- (4) C.T.R. Wilson, J.G. Wilson - Proc. Roy. Soc. 148, p. 523 (1935)
- (5) - E. Nageotte - non publié
- (6) - Williams - Roberts - Nature 145, p. 102 (1940)
- (7) - C. Peyrou, A. Lagarrigue, F. Bousser - C.R. Acad. Sc. 230, p. 1058 (1950)  
et Jour. Phys. & Rad. 11, p. 666 (1950)
- (8) - J.G. Retallack et Brode - Phys. Rev. 75, p. 1716 (1949)
- (9) - Gardner et al - Phys. Rev. 78, p. 86 (1950)
- (10) - C. Franzinetti - Phil. Mag. 41, p. 86 (1950)
- (11) - Adams, Anderson, Lloyd, Rau - Phys. Rev. 72, p. 724 (1947)
- (12) - Adams, Anderson, Lloyd, Rau, Saxena - Rev. Mod. Phys. 20, p. 344 (1948)
- (13) - J.G. Retallack - Phys. Rev. 75, p. 921 (1948)
- (14) - E.G. Fowler, R.L. Cool, J.C. Sreet - Phys. Rev. 74, p. 101 (1948)
- (15) - J.L. Zar, J. Hershkovitz, E. Berezin - Phys. Rev. 74, p. 697 (1948)
- (16) - Kan-Chang Wang, S.B. Jones - Phys. Rev. 74, p. 1547 (1948)
- (17) - R.W. Thompson - Phys. Rev. 74, p. 490 (1948)
- (18) - Brown, Camerini, Fowler, Muirhead, Powell, Ritson - Nature 163, p. 47 (1949)
- (19) - F. Müller - Thèse de "Master" - Mass. Inst. of Techn.
- (20) - M.M. Shamos, A. Russek - Phys. Rev. 74, p. 1545 (1948)
- (21) - E.P. Hincks, B. Pontecorvo - Phys. Rev. 77, p. 102 (1950)
- (22) - J. Steinberger - Phys. Rev. 75, p. 1136 (1949)
- (23) - Leighton, Anderson, Seriff - Phys. Rev. 75, p. 1432 (1949)
- (24) Tiomno et J.A. Wheeler - Rev. Mod. Phys. 21, p. 141 (1949)
- (25) - L. Michel - Nature 163, p. 959 (1949) et Proc. Phys. Soc. LXIII p. 514 (1950)
- (26) - Davies, J.H. Lock, Muirhead - Phil. Mag. 40, p. 1250 (1949)
- (27) - H.L. Friedman, J. Rainwater - Phys. Rev. 81, p. 644 (1951)
- (28) - O'Ceallaigh (Bristol) - Occhialini, Levi-Setti, Tomasini (Bruxelles-Milan-Gênes)  
A.O. Lecourtois, C. Mabboux, J. Trembley (Ecole Polytechnique Paris)
- (28 bis) - H.A. Bethe - Phys. Rev. 70, p. 821 (1948) - R. Richard- Foy- Journ. Phys.  
& Rad. 12, p. 370 (1947)
- (29) - J.A. Wheeler, R. Ladenburg - Phys. Rev. 60, p. 754 (1941)
- (30) - Heitler - The Quantum Theory of Radiation (Oxford Univ. Press Londres (1941)
- (31) - Bethe, Heitler - Proc. Roy. Soc. 146, p. 103 (1934)
- (32) - G. Puppi - Nuov. Cim. 5, p. 587 (1948) et Nuov. Cim. 6 n°3 (1949)
- (33) - Tiomno, J.A. Wheeler - Rev. Mod. Phys. 21, p. 153 (1949)
- (34) - T.D. Lee, M. Rosebluth, C.N. Yang - Phys. Rev. 75, p. 905 (1949)
- (35) - L. Michel - Progress in Cosmic Ray Physics (1952) North Holland publishing  
company - Amsterdam) Chap. III
- (36) - R. Sagane - communication privée.
- (37) - Tomasini, Bonnetti (Gênes)
- (38) - C.E. Porter, H. Primakoff - Phys. Rev. 83, p. 849 (1951)
- (39) - Conversi, Pancini, Piccioni - Phys. Rev. 71, p. 209 (1947)
- (40) - T. Sigurgeirsson, K.A. Yamakawa - Rev. Mod. Phys. 21, p. L24 (1949)
- (41) - G. Valley, B. Rossi - Phys. Rev. 73, p. 177 (1948)
- (42) - H.K. Ticho - Phys. Rev. 74, p. 1337 (1948)

- (43) - Fermi, Teller - Phys. Rev. 72, p. 399 (1947)
- (44) - E. Gardner, Lattes - Science 107, p. 270 (1948)
- (45) - W.Y. Chang - Rev. Mod. Phys. 21, p. L66 (1949)
- (46) - D.M. Perkins - Nature 163, p. 682 (1949)
- (47) - Sard, Ittner, Conforto, Crouch - Phys. Rev. 74, p. 97 (1948)
- (48) - G. Groetzinger, G.W. Mc Clure - Phys. Rev. 74, p. 341 (1948)
- (49) - J.A. Wheeler - Rev. Mod. Phys. 21, p. 133 (1949)
- (50) - F.B. Harrison, J.W. Keuffel, G.T. Reynolds - Phys. Rev. 83, p. 680 (1951)

# T A B L E   D E S   M A T I E R E S

Page

## INTRODUCTION

### 1<sup>ère</sup> Partie : ETUDE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISE POUR OBTENIR DES MESONS $\mu$ DES 2 SIGNES ARRETES DANS UN ABSORBANT

- Chapitre I : Méthodes . 1
- Chapitre II : Systèmes de déclenchements 7
- Chapitre III : Technique des appareils 15

### 2<sup>ème</sup> Partie : APPLICATION A LA DETERMINATION DU SPECTRE D'ENERGIE DES ELECTRONS DE DESINTEGRATION DES MESONS $\mu$ POSITIFS ET NEGATIFS

- Chapitre IV : Historique et discussion des  
expériences sur la désintégration du méson  $\mu$  25
- Chapitre V : Détermination du spectre par  
chambre de Wilson 33
- Chapitre VI : Mesures et corrections 39
- Chapitre VII : Interprétation des résultats 57
  - A : Etude statistique des résultats expérimentaux 59
  - B : Interprétation physique de la valeur de  $\rho$  72
  - C : Etude séparée du spectre des électrons posi-  
tifs et négatifs. 74

### 3<sup>ème</sup> Partie : APPLICATION A L'ETUDE DE LA CAPTURE DES MESONS $\mu$ NEGATIFS DANS LES NOYAUX LOURDS

- Chapitre VIII : 79
  - A : Réaction de capture 80
  - B : Etude expérimentale 82
  - C : Interprétation des résultats 83

## CONCLUSION

87

## REFERENCES

## DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

### LES NOUVELLES PARTICULES LOURDES DU RAYONNEMENT COSMIQUE

Vu et approuvé

Paris, le 15 Mars 1952

Le Doyen de la Faculté des Sciences

A. CHATELET

Vu  
et Permis d'imprimer

Le Recteur de l'Académie  
de Paris

JEAN SARRAILH



